



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

**APLIKACE DVOUDIMENZIONÁLNÍCH VRSTEV
DICHALKOGENIDŮ PŘECHODOVÝCH KOVŮ V
PLAZMONICE**

APPLICATION OF TWO-DIMENSIONAL LAYERS OF TRANSITION METAL DICHALCOGENIDES IN
PLASMONICS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. MONIKA KOCOURKOVÁ

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. MICHAL KVAPIL, Ph.D.

BRNO 2021

Abstrakt

Dvourozměrné vrstvy dichalkogenidů přechodových kovů jsou materiály zajímavé svými vlastnostmi, jako je například výskyt excitonů ve viditelné a infračervené oblasti stabilních za pokojových teplot. V kombinaci s plazmonickými nanostrukturami dochází k zesílení jejich fotoluminiscence, absorpce apod., což lze využít v mnohých aplikacích. V této bakalářské práci jsou nejprve shrnuty základní pojmy a principy související s dichalkogenidy přechodových kovů a s hybridními plazmon-excitonovými systémy. Dále je v teoretické části uvedeno několik příkladů využití těchto systémů. Praktická část je zaměřena na simulaci a optimalizaci dvou různých plazmon-excitonových systémů s využitím monovrstev sulfidu molybdeničitého a sulfidu wolframičitého.

Summary

Two-dimensional layers of transition metal dichalcogenides are materials with some very intriguing properties, such as the existence of room-temperature stable excitons in visible and near-IR spectrum. Their integration into plasmonic systems allows enhancement of their photoluminescence, absorption, etc., which can be used in various applications. This thesis begins with an overview of the basic terminology and fundamental principles behind these materials and hybrid systems. The theoretical part then focuses on some plasmon-excitonic system examples. Practical part of this thesis is aimed at simulating and optimizing two different plasmon-excitonic systems using monolayer molybdenum disulphide and tungsten disulphide.

Klíčová slova

Dichalkogenidy přechodových kovů, Monovrstva, Plazmonové polaritony, Excitony

Keywords

Transition metal dichalcogenides, Monolayer, Plasmon polaritons, Excitons

KOCOURKOVÁ, M. *Aplikace dvoudimenzionálních vrstev dichalkogenidů přechodových kovů v plazmonice*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2021. 45 s. Vedoucí Ing. Michal Kvapil, Ph.D.

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracovala samostatně pouze s použitím uvedené literatury.

Bc. Monika Kocourková

Děkuji svému příteli Martinu Kuličovi, který mi byl oporou v průběhu tvorby celé této práce. Pomohl mi pochopit Lumerical a trpělivě se se mnou dohadoval nad pochopením všemožných pojmů a jevů. Bylo to přínosné. Dále moc děkuji Ing. Michalu Kvapilovi, Ph.D. za nekonečnou trpělivost a ochotu opravovat text na poslední chvíli.

Bc. Monika Kocourková

Obsah

1	Základní pojmy	3
1.1	Excitony	3
1.2	Plazmony	3
1.3	Polaritony a excitonové polaritony	4
2	Monovrstvy TMDC a jejich využití v plazmonice	6
2.1	Plazmonické systémy využívající monovrstev TMDC	9
3	Optimalizace vybraných případů plazmon-excitonových systémů	16
3.1	Vyhodnocované veličiny	16
3.2	Využití lokalizovaných povrchových plazmonů	16
3.2.1	Simulace a optimalizace pole Ag nanodisků na monovrstvě MoS ₂	18
3.2.2	Simulace a optimalizace soustavy Ag nanodisků na monovrstvě WS ₂	23
3.3	Využití povrchových plazmonových polaritonů	30
3.3.1	Simulace a optimalizace 1D Au drážkování a monovrstvy MoS ₂	32
3.3.2	Simulace a optimalizace 1D Au drážkování a monovrstvy WS ₂	34
4	Závěr a diskuse dosažených výsledků	37

Úvod

Dichalkogenidy přechodových kovů (TMDC, transition metal dichalcogenides) jsou látky s chemickým vzorcem MX_2 , kde $\text{M} = \text{Mo}, \text{W}$; $\text{X} = \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$ (jejich struktura je ukázána na obr. 1).

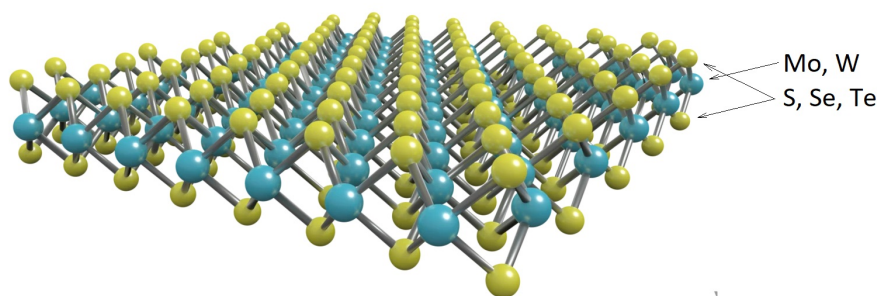
Tyto látky se v poslední době staly nejvíce studovanými Van der Waalsovskými vrstvenými polovodiči. Mají několik klíčových vlastností [1–3], kterými jsou výjimečné. Šířka jejich zakázaného pásu odpovídá viditelné nebo blízké infračervené oblasti. Přechod mezi valenčním a vodivostním pásem je pro monovrstvy TMDC přímý, pro vícevrstvy nepřímý. Přímý zakázaný pás umožňuje vyšší účinnost absorpce a emise světla. Dále dichalkogenidy vykazují tvorbu silně vázaných excitonů stabilních za pokojových teplot [4], které lze díky jejich dlouhé době života využít například k přenosu informací. V případě monovrstev jsou navíc tyto excitony velmi dobře laditelné.

Výše zmíněné vlastnosti monovrstvým TMDC předurčují slibnou budoucnost v optoelektronických aplikacích, jako je například fotodetekce, fototranzistory, LED diody nebo lasery. Řada aplikací také využívá vazby excitonů s plazmony, jako je například fotodetektor založený na vazbě mezi povrchovými plazmony a dvojevrstvou sulfidu molybdeničitého [5].

Tato bakalářská práce je zaměřena na simulaci a optimalizaci vybraných hybridních plazmon-excitonových systémů s využitím dvou různých dichalkogenidů přechodových kovů - sulfidu molybdeničitého (MoS_2) a sulfidu wolframičitého (WS_2).

Teoretická část je zaměřena na základní fyzikální principy spojené s dichalkogenidy přechodových kovů a s jejich vybranými hybridními systémy. Dále se zabývá využitím dvourozměrných TMDC v plazmonice.

Praktická část je zaměřena na optimalizaci absorpce a zesílení blízkého pole v monovrstvě v hybridních plazmon-excitonových systémech. Nejprve bude simulován a optimalizován systém TMDC se stříbrnými nanodisky, jde tedy o případ vazby mezi excitony a lokalizovanými povrchovými plazmony (LSP, localised surface plasmons). Druhá část se zaměřuje na systém TMDC se zlatou mřížkou, kde dochází k vazbě mezi excitony a povrchovými plazmonovými polaritony (SPP, surface plasmon polaritons).



Obrázek 1: Struktura dichalkogenidů přechodových kovů. Šesterečná mřížka atomů kovů je umístěna mezi dvě šesterečné mřížky chalkogenů. Převzato z [6] a upraveno.

1. Základní pojmy

Pro porozumění tematice této bakalářské práce je nejprve zapotřebí vymezit některé pojmy. V této kapitole jsou popsány základní kvazičástice vyskytující se v exciton-plazmonových systémech - excitony, plazmony a excitonové polaritony.

1.1. Excitony

Exciton je vázaný stav elektronu a díry, které se vzájemně přitahují elektrostatickou Coulombovou silou. Je to elektricky neutrální kvazičástice vyskytující se v izolantech, polovodičích a některých kapalinách.

Existují dva základní druhy excitonů - Frenkelovy a Wannier-Mottovy. Frenkelovy excitony se vyskytují v polárních krystalech s relativně nízkou hodnotou dielektrické funkce na frekvenci excitonu, vysokou efektivní hmotností a silnou vazbou s mřížkou a v organických molekulárních krystalech. Tyto excitony mají relativně vysoké vazebné energie většinou přesahující 0,5 eV. Wannier-Mottovy excitony vznikají v polovodičích. Elektron a díra tvoří vázaný stav podobný atomu vodíku s Bohrovým poloměrem mnohem větším, než je mřížková konstanta. Tak velký rozměr má za následek pohyb excitonu v rámci krystalu. Velikost takového excitonu může dosahovat pro typické polovodiče až 10 nm. ^[10]

1.2. Plazmony

Jako plazmony se označují kolektivní oscilace plynu volných elektronů na rozhraní kovu a dielektrika.

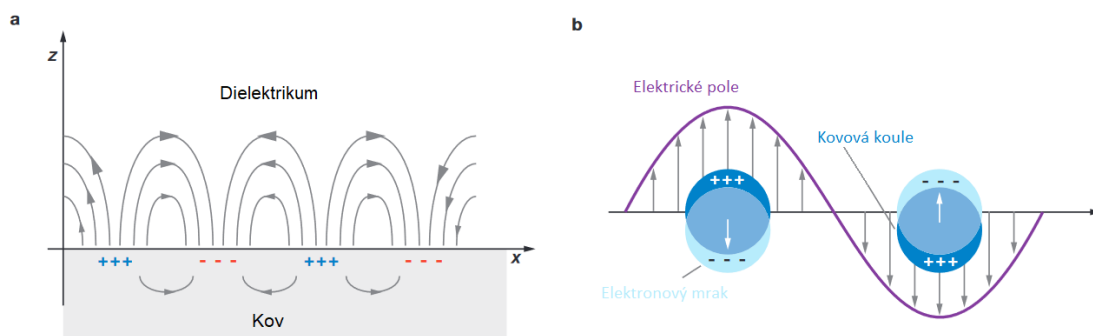
Tato práce je zaměřena na nanostruktury využívající dva typy plazmonů - povrchové plazmonové polaritony a lokalizované povrchové plazmony. Dále existují např. objemové plazmony.

Povrchové plazmonové polaritony jsou kolektivní kmity volných elektronů v kovu, které se šíří na rozhraní s dielektrikem (viz obr. 1.1a).

Lokalizované povrchové plazmony jsou kolektivní oscilace elektronového plynu v celém objemu nanostruktury, ve které byl LSP vybuzen (viz obr. 1.1b) a jsou přirozeným důsledkem Mieho rozptylu na kovových nanostrukturách o velikostech srovnatelných s vlnovou délkou použitého světla.

LSP nám umožňují lokalizovat světlo do rozměrů výrazně menších než je jeho vlnová délka, a tím výrazně zvyšují jeho intenzitu v oblasti lokalizace světla, čehož se využívá v hybridních plazmonových systémech, jako jsou například soustavy nanostruktur využívané k lokálnímu zesílení absorpce některých materiálů. SPP lze kromě lokalizace světla využít také k rychlému a relativně nízkoztrátovému přenosu informací na krátké vzdálenosti.

1.3. POLARITONY A EXCITONOVÉ POLARITONY



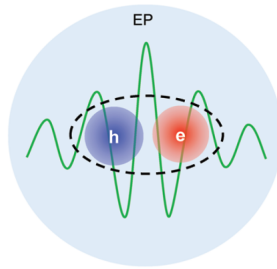
Obrázek 1.1: Schematický diagram (a) povrchových plazmonových polaritonů a (b) lokalizovaných povrchových plazmonů. Převzato z [9] a upraveno.

1.3. Polaritony a excitonové polaritony

Polaritony jsou kvazičástice vzniklé vazbou mezi fotony a dipólovými excitacemi v materiálu. [10,11] Podle povahy excitací v této vazbě existuje mnoho druhů polaritonů, například plazmonové polaritony, které vznikají vazbou mezi fotony a kolektivními oscilacemi elektronů v kovech a dopovaných polovodičích. [12] Fononové polaritony vznikají vazbou fotonů s optickými fonony v polárních izolantech. [5] Dále byly objeveny magnonové polaritony v magnetických materiálech [13] a supratekuté polaritony v supravodičích [14].

Dalším druhem jsou excitonové polaritony vzniklé vazbou fotonů s excitony v polovodičích, viz obrázek 1.2. Vyskytují se typicky v blízké infračervené až ultrafialové oblasti. Excitonové polaritony se nejčastěji studují v systémech kvantových jam v polovodičích, kde bylo učiněno mnoho zásadních objevů, jako je například excitonový Bose-Einsteinův kondenzát nebo supratekutost v excitonových systémech. [4] Tyto systémy kvantových jam jsou limitovány jejich relativně malou vazebnou energií excitonů, která je typicky pod tepelnou energií za pokojových teplot. Z tohoto důvodu nejsou excitony v těchto systémech stabilní za běžných podmínek. [4]

Pro získání excitonových polaritonů za pokojových teplot byly rozsáhle studovány polovodiče se širokými zakázanými pásy (např. ZnO a GaN) a organické polovodiče. [15–17] Nevýhodou polovodičů se širokými zakázanými pásy je, že ač jsou v těchto materiálech excitony stabilní za běžných podmínek, vyskytují se pouze v modré části viditelného spektra a v blízké ultrafialové oblasti. Organické polovodiče jsou omezeny jejich nízkou kvalitou a stabilitou - za běžných podmínek a optických excitací velmi rychle degradují. Je tedy klíčové nalézt nové polaritonické materiály, které jsou stabilní pro dlouhodobé operace za pokojových teplot a pokrývají technologicky významnou oblast viditelného a blízkého infračerveného spektra, přičemž oba tyto požadavky jsou splněny v systémech využívajících monovrstvy TMDC. [4]



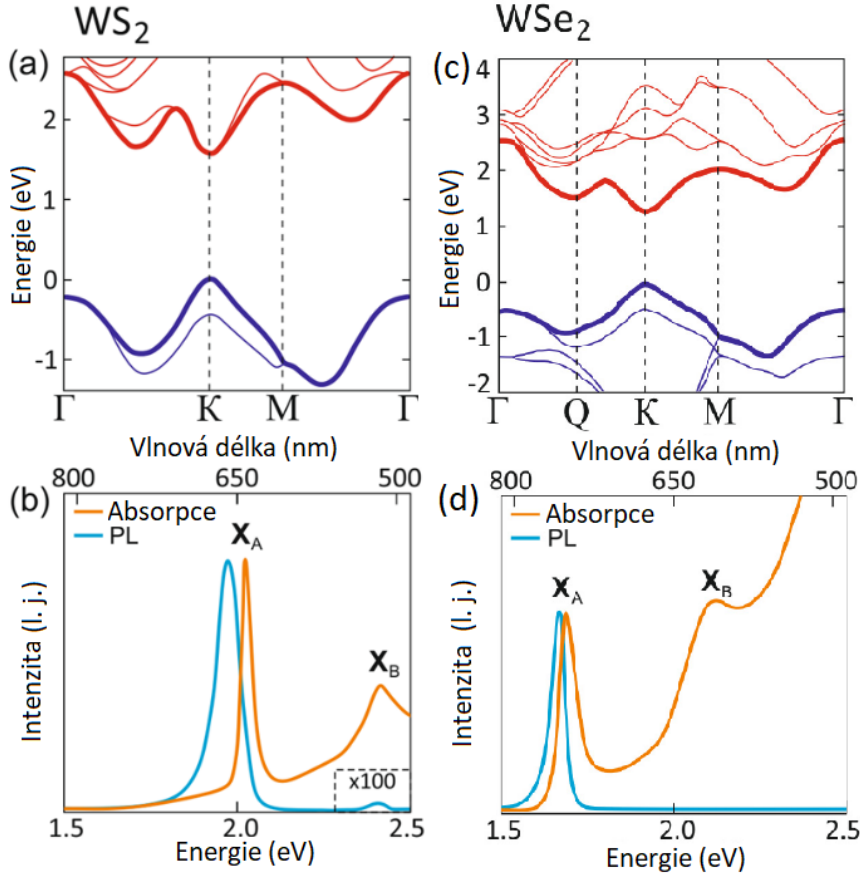
Obrázek 1.2: Schematické znázornění excitonového polaritonu. Excitonový polariton je kvazičástice (modře) vzniklá vazbou mezi fotonem (zeleně) a excitonem (vázaný pár elektron-díra, reprezentovaný tmavě modrým a červeným kruhem). Převzato z [4] a upraveno.

2. Monovrstvy TMDC a jejich využití v plazmonice

Monovrstvé dichalkogenidy přechodových kovů založené na molybdenu a wolframu se chovají jako dvojrozměrné polovodiče se zakázanými pásy ležícími ve viditelné a blízké infračervené oblasti. ^[19] To je odlišuje od ostatních známých 2D materiálů, jako je například grafen (bez zakázaného pásu) nebo hexagonální nitrid boritý (hBN, izolant se šířkou zakázaného pásu ~ 6 eV).

Monovrstvy TMDC jsou obzvláště zajímavé, protože mají zakázané pásy s přímými mezipásovými přechody, což umožňuje výraznou interakci mezi dipólovými přechody a světlem ve srovnání s nepřímými přechody mezi pásy. ^[20] Fotony s energií rovnou zakázanému pásu se snadněji absorbují nebo vyzařují, zatímco materiály s nepřímým zakázaným pásem vyžadují dodatečnou absorpci nebo emisi fononů, aby byl kompenzován rozdíl v hybnosti, což snižuje účinnost absorpce. Dále nižší dielektrické stínění a silné Coulombovské interakce v monovrstvách mají za následek tvorbu silně vázaných excitonů, nabitých excitonů (trionů), excitonových molekul (diexcitonů), lokalizovaných excitonů a tmavých excitonů s vysokými vazebnými energiemi. Například bylo ukázáno, že vazebné energie excitonů v monovrstvách MoS_2 ^[21], MoSe_2 ^[22], WSe_2 a WS_2 ^[23–25] jsou v rozsahu 0,2 - 0,8 eV. Zároveň jsou vazebná energie i dipólový moment excitonů silně ovlivněny blízkostí kovů nebo dielektrik s vysokým indexem lomu a mohou být výrazně sníženy díky elektrickému stínění Coulombovské interakce mezi elektrony a děrami. ^[26,27]

V monovrstvách TMDC při optické excitaci dochází k porušení inverzní symetrie, tj. vzniká elektrický dipól, který vytváří nábojovou nerovnováhu dvou stran primitivní buňky krystalu. V kombinaci se silnou spin-orbitální vazbou to vede k rozštěpení valenčního pásu na dvě diskrétní hladiny v bodě K na hranici první Brillouinovy zóny (viz obr. 2.1(a)), což umožňuje vznik dvou neutrálních excitonů X_A a X_B projevujících se v makroskopické optické odezvě monovrstvy.



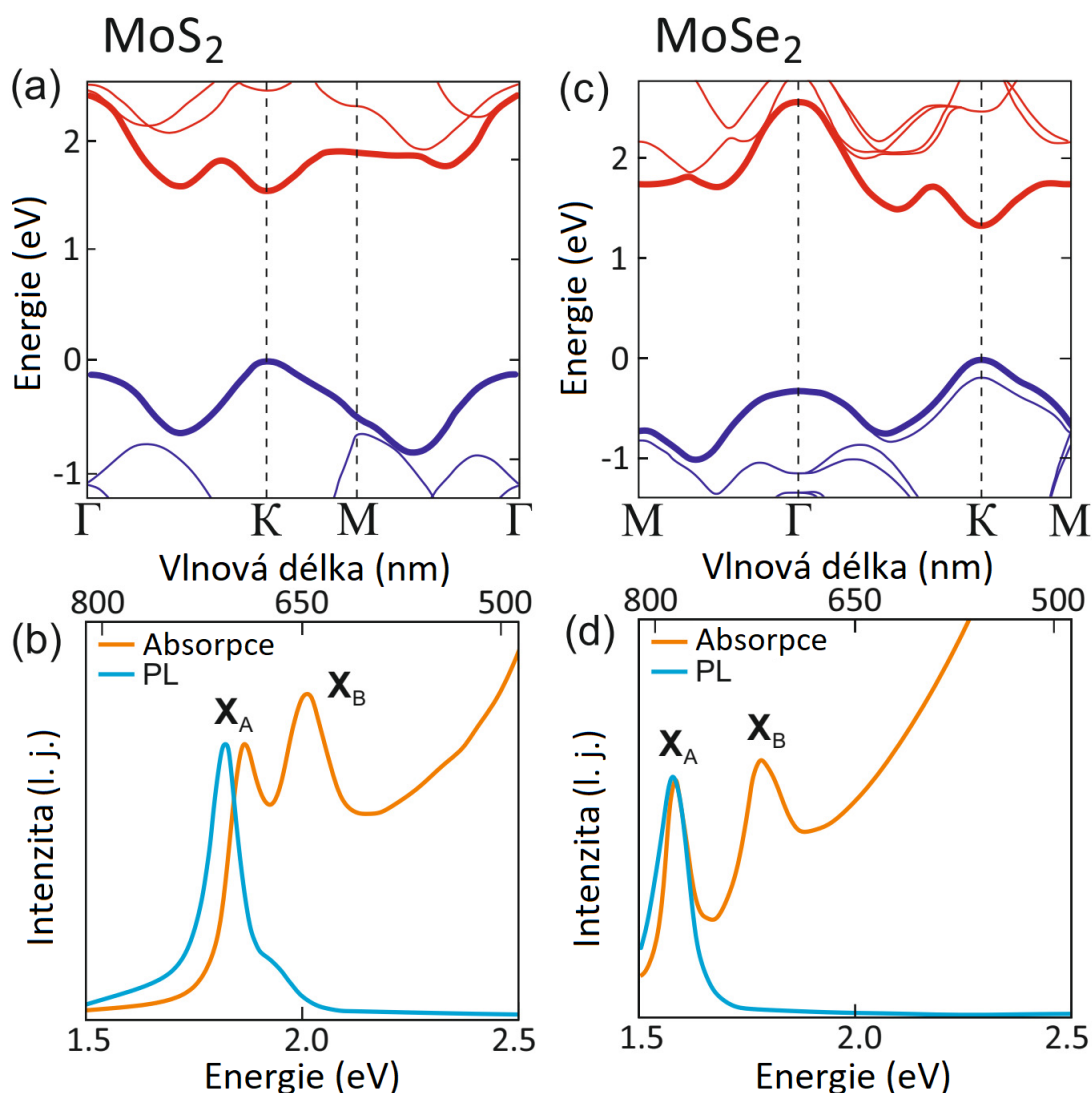
Obrázek 2.1: (a) Pásová struktura monovrstvy WS₂. (b) Absorpční (oranžově) a fotoluminiscenční (modře) spektrum monovrstvy WS₂. (c) Pásová struktura monovrstvy WSe₂. (d) Absorpční (oranžově) a fotoluminiscenční (modře) spektrum monovrstvy WSe₂. Převzato z: (a), (b) [28]; (c) [29]; (d) [20] a upraveno.

Šířka přímého zakázaného pásu monovrstvy WS₂ je přibližně 2,1 eV. [30] Porušení inverzní symetrie krystalové mřížky v kombinaci se silnou spin-orbitální vazbou způsobuje výrazné rozštěpení valenčního pásu v bodě K (~ 427 meV), viz obrázek 2.1(a). Díky tomu mohou vznikat dva excitony X_A a X_B, přičemž exciton X_A odpovídá přechodu z horního valenčního pásu do vodivostního a exciton X_B odpovídá přechodu ze spodního valenčního pásu do vodivostního. Tyto dva excitony mají za následek vznik dvou rezonancí v absorpčním a fotoluminiscenčním (PL, Photoluminescence) spektru, ovšem fotoluminiscenční emise z excitonu X_B je velmi slabá (viz obr. 2.1(b)).

Fotoluminiscenční spektrum WS₂ může být laděno mnoha způsoby - chemickým dopováním, mechanickým napětím, typem substrátu, elektrickým dopováním, interakcí s optickými dutinami, pomocí okolního dielektrického prostředí, intenzity laseru atd. [18]

Za nízkých teplot mohou být pozorovány také jiné excitonové stavy, např. triony, biexcitony a lokalizované excitony. [18] Pokud jsou teploty vysoké, tyto excitonové stavy zanikají, protože jsou jejich vazebné energie nižší než tepelná energie za pokojových teplot.

Šířka zakázaného pásu pro monovrstvu WSe₂ je 1,6 eV (obr. 2.1(c)). Podobně jako u WS₂, i tento materiál podporuje vznik excitonů X_A a X_B. Na obrázku 2.1(d) je vidět, že absorpční spektrum má rezonance odpovídající oběma excitonům, ale v luminiscenčním spektru je vidět pouze pík od excitonu X_A. Ve WSe₂ byly také pozorovány triony a biexcitony. [31,32]



Obrázek 2.2: (a) Pásová struktura monovrstvy MoS₂. (b) Absorpční (oranžově) a fotoluminiscenční (modře) spektrum monovrstvy MoS₂. (c) Pásová struktura monovrstvy MoSe₂. (d) Absorpční (oranžově) a fotoluminiscenční (modře) spektrum monovrstvy MoSe₂. Převzato z: (a) [33]; (b) [34]; (c) [35]; (d) [36] a upraveno.

Fotoluminiscenční spektra monovrstvy WSe₂ mohou být laděna pomocí elektrického dopování, magnetického pole, intenzity laseru, interakcí s optickými dutinami a okolním dielektrickým prostředím. [18]

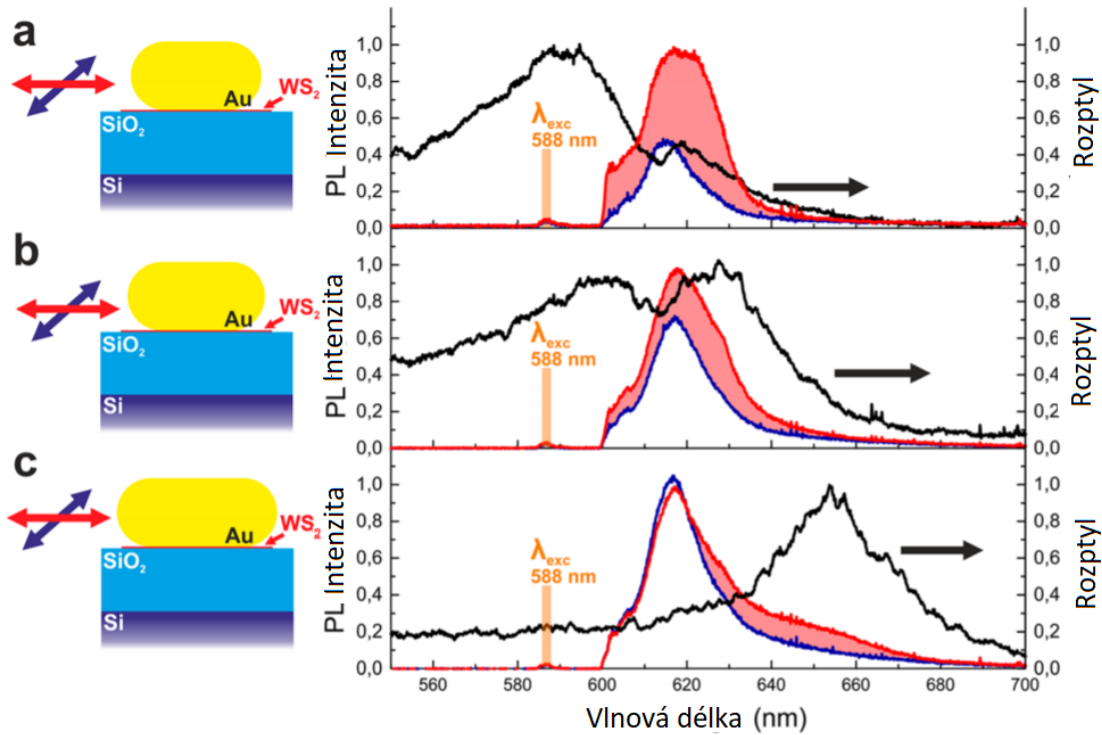
Monovrstvé MoS₂ je polovodič s přímým zakázaným pásem o šířce 1,8 eV [33,37], viz obr. 2.2(a). Z obrázku 2.2(b) je patrné, že emisnímu spektru dominuje X_A exciton na hodnotě přibližně 1,88 eV. Vazebné energie excitonů a trionů v monovrstvě MoS₂ jsou pro excitony přibližně 900 meV a pro triony 40 meV. [18] Excitonové fotoluminiscenční píky v monovrstvách MoS₂ mohou být laděny různým dielektrickým prostředím s mírnými posuny do modré části spektra přibližně o 40 meV a výrazným zesílením fotoluminiscenční intenzity. [38]

Monovrstvý MoSe₂ je polovodič s přímým zakázaným pásem o šířce přibližně 1,65 eV [39], viz obr. 2.2(c), obrázek 2.2(d) ukazuje exciton X_A vyskytující se ve fotoluminiscenčním spektru na přibližně 1,6 eV.

2.1. Plazmonické systémy využívající monovrstev TMDC

Plazmonické struktury umožňují, díky své schopnosti lokalizovat světlo do rozměrů pod jeho vlnovou délku, výrazné zesílení interakce světla s monovrstvami dichalkogenidů. Tato vazba umožňuje vznik mnoha zajímavých fenoménů, jako je např. zesílení luminiscence, ultrarychlá emise fotonů v řádu pikosekund, silná vazba a povrchově zesílený Ramanův rozptyl. [18] V následujících odstavcích je uvedeno několik příkladů zkoumaných plazmonických systémů.

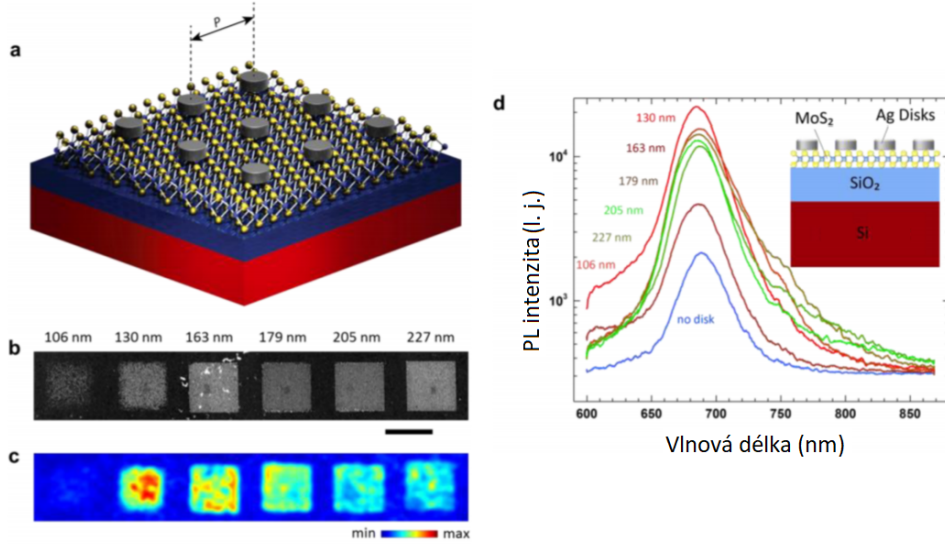
V článku [40] byl zkoumán hybridní systém monovrstvy WS_2 , na níž byly umístěny zlaté nanodráty různých délek. K vybuzení luminiscence bylo použito kruhově polarizované světlo o vlnové délce $\lambda_{\text{exc}} = 588 \text{ nm}$ a bylo naměřeno zesílení luminiscence WS_2 o jeden řád. Ke zkoumání rozptylových spekter bylo použito bílé světlo. Obrázek 2.3 ukazuje rozptylová a emisní spektra těchto hybridních struktur. V rozptylových spektrech lze pozorovat pokles rozptylu na vlnové délce odpovídající excitonu, což demonstruje vazbu mezi excitony v monovrstvě a plazmony v nanoanténě. Dále je zajímavý nárůst fotoluminiscenční intenzity příčně polarizovaného světla (modře) až k hodnotám srovnatelným s PL intenzitou podélně polarizovaného světla pro anténu délky 70 nm.



Obrázek 2.3: Srovnání rozptylových spekter (černě) a fotoluminiscenčních spekter pro podélnou (červeně) a příčnou (modře) polarizaci emitovaného záření. Délky zlatých nanodrátů činí a) 55 nm, b) 60 nm a c) 70 nm. Převzato z [40] a upraveno.

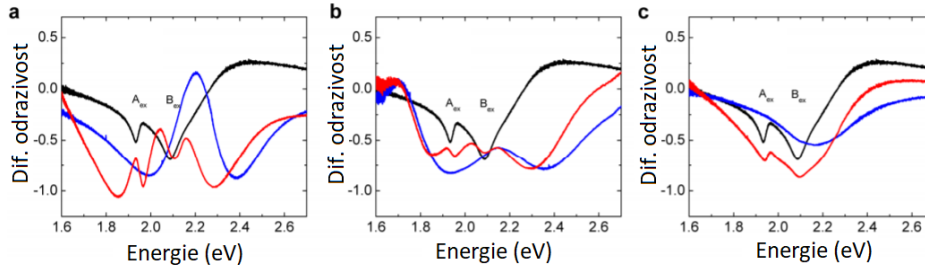
Výrazné zvýšení intenzity fotoluminiscence bylo také pozorováno v [41]. Zde byla na monovrstvu MoS_2 umístěna soustava stříbrných nanodisků s mřížkovou konstantou 400 nm. Maximální zesílení luminiscence bylo naměřeno pro průměr nanodisků $d = 130 \text{ nm}$ a vlnovou délku $\lambda = 680 \text{ nm}$. Luminiscence zde byla zesílena přibližně 12×. Schéma zkoumané struktury a srovnání intenzit luminiscence pro různé rozměry antén je uvedeno na obrázku 2.4.

2.1. PLAZMONICKÉ SYSTÉMY VYUŽÍVAJÍCÍ MONOVRSTEV TMDC



Obrázek 2.4: (a) Schematické znázornění struktury hybridního systému monovrstvy MoS₂ a soustavy stříbrných nanodisků. (b) Snímek vytvořené struktury z rastrovacího elektronového mikroskopu (SEM, Scanning electron microscope). Čísla nad snímky značí průměry stříbrných disků. (c) Fotoluminiscenční mapa struktur ze snímku (b). (d) Srovnání intenzity luminiscence pro různé průměry disků ve srovnání s luminiscencí monovrstvy. Převzato z [41] a upraveno.

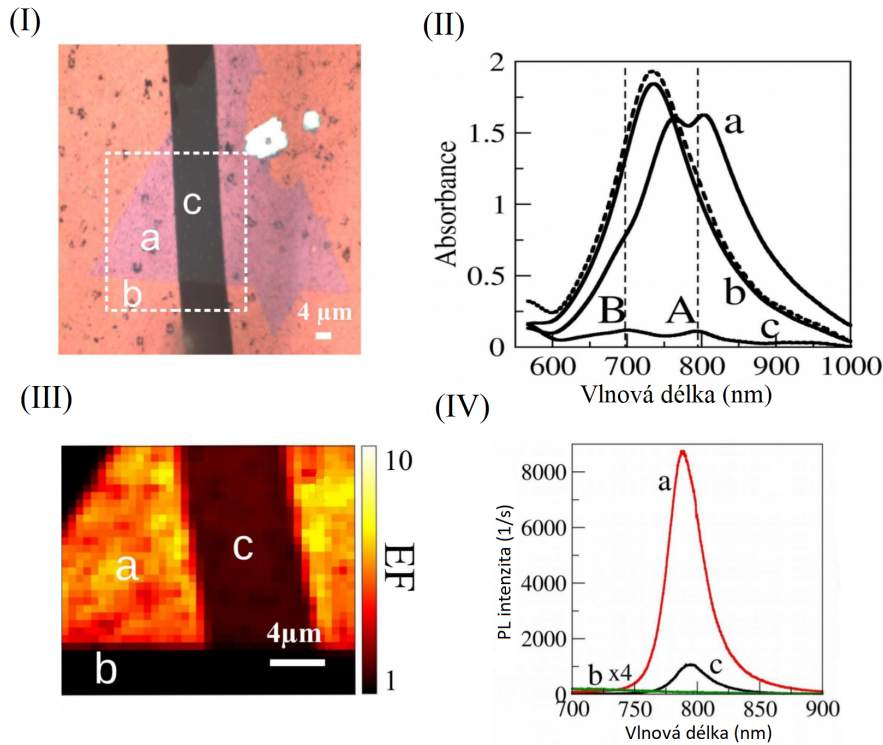
Výrazné modifikace emisních vlastností monovrstvy MoS₂ bylo také dosaženo při jejím umístění pod soustavu stříbrných motýlkových nanoantén. [42] Byl naměřen zesílený Ramanův rozptyl a zesílená fotoluminiscence v monovrstvě za pokojových teplot. Dále také byla demonstrována možnost ladění absorpce pomocí změny mřížkových parametrů soustavy (viz obr. 2.5).



Obrázek 2.5: Demonstrace možnosti ladění diferenciální odrazivosti systému monovrstvy MoS₂ a soustavy motýlkových nanoantén pomocí změny mřížkových parametrů $p = (p_x; p_y)$ a polarizace budícího světla. (a) TE polarizace, $p = (400 \text{ nm}, 300 \text{ nm})$. (b) TM polarizace, $p = (500 \text{ nm}, 400 \text{ nm})$. (c) TE polarizace, $p = (800 \text{ nm}, 700 \text{ nm})$. Odrazivost samotné monovrstvy MoS₂ je vykreslena černě, odrazivost samotných antén je modře a červeně je vykreslena odrazivost antén s monovrstvou. Převzato z [42] a upraveno

2. MONOVRSTVY TMDC A JEJICH VYUŽITÍ V PLAZMONICE

Podobné zesílení intenzity fotoluminiscence díky vazbě s plazmonickými strukturami bylo demonstrováno také pro monovrstvu MoSe_2 .^[43] Zde byl vytvořen hybridní systém zlatých nanodisků průměru 140 nm s touto monovrstvou a v absorpčním spektru byla pozorována interference v režimu slabé vazby. Dále také bylo zjištěno, že k vazbě mezi excitony a povrchovými plazmony zde dochází kvůli zesílenému elektrickému poli v monovrstvě generovanému povrchovými plazmony, což vedlo k výraznému zesílení optické absorpce (viz obr. 2.6(II)). Zároveň byla zjištěna závislost posunu rezonancí lokalizovaných povrchových plazmonů ve zlatých anténách směrem do červené části spektra na tloušťce vrstvy MoSe_2 . Srovnání intenzity luminiscence pro monovrstvu umístěnou na nanostruktuře, monovrstvu umístěnou na křemíkovém substrátu a samotné zlaté nanoantény je uvedeno na obrázku 2.6(IV).

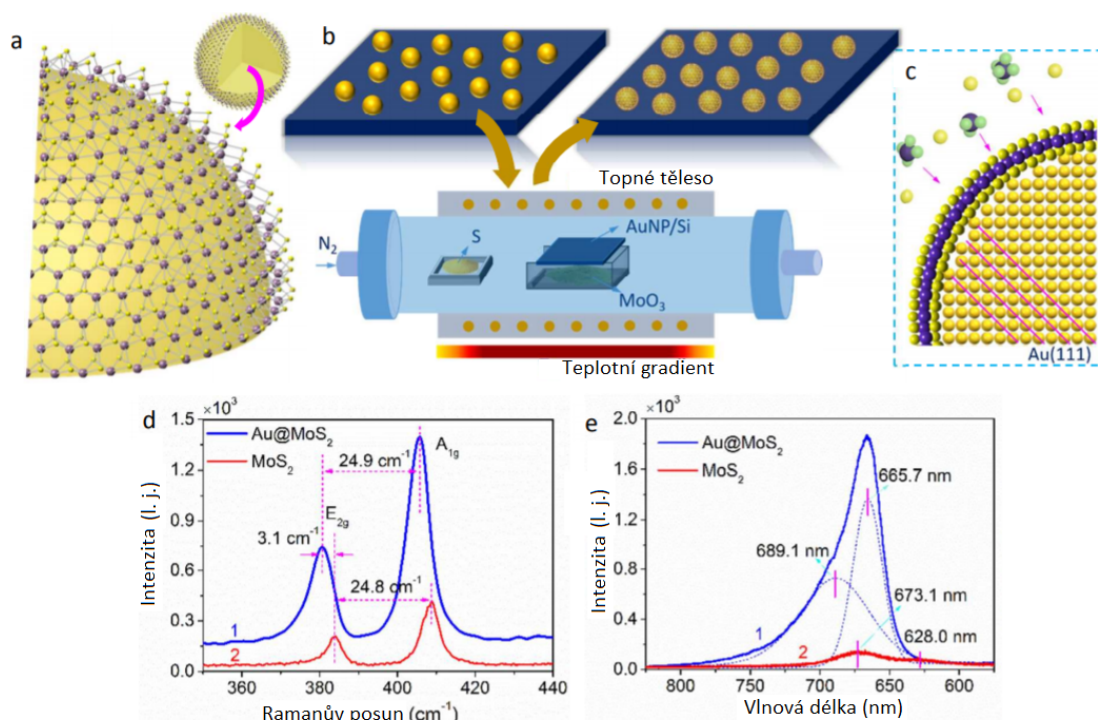


Obrázek 2.6: (I) Snímek z optického mikroskopu zobrazující zkoumanou strukturu. Oblast *a* reprezentuje soustavu zlatých nanodisků průměru 140 nm, na nichž je nanosená monovrstva MoSe_2 , v oblasti *b* jsou pouze antény a v oblasti *c* je monovrstva umístěna na křemíkovém substrátu. (II) Absorpční spektrum oblastí popsanych na obrázku (I). Čárkovanou čarou je vykreslen součet absorpce monovrstvy na křemíkovém substrátu a absorpce antén. Svislé čárkované čáry značí spektrální polohy excitonů v monovrstvě. (III) Faktor zesílení fotoluminiscence (EF, Enhancement factor) monovrstvy v oblasti bílého rámečku na obrázku (I) normovaný vůči luminiscenci monovrstvy na křemíkovém substrátu. (IV) fotoluminiscenční spektra zkoumaných oblastí. Převzato z [43] a upraveno.

Nevšední skloubení vrstev dichalkogenidů přechodových kovů a plazmonických nanostruktur bylo demonstrováno v [44]. Nejprve byla nanosená zlatá vrstva tloušťky 10 nm na křemíkový substrát, která se při zahřátí rozdělila na ostrůvky a eventuálně se přeměnila na nanosféry o průměrné velikosti 52 nm. Takto vzniklé nanosféry byly umístěny do

2.1. PLAZMONICKÉ SYSTÉMY VYUŽÍVAJÍCÍ MONOVRSTEV TMDC

pece k lázni oxidu molybdenového (MoO_3) a poblíž byla umístěna nádoba se sírou. Při odpařování došlo k reakci výparů MoO_3 se sírou a vzniklé molekuly MoS_2 ulpěly na povrchu zlata a následně vytvořily kolem nanosfér ucelenou schránku tloušťky 5 - 10 vrstev. Tento proces je schematicky naznačen na obrázku 2.7(b, c). Na obrázku 2.7(d,e) je patrné zesílení Ramanovy i fotoluminiscenční intenzity a posun jejich píků pro zkoumání jedné takovéto hybridní nanostruktury, ovšem pro soustavy takovýchto struktur byl naopak zjištěn pokles luminiscence. Podle autorů článku by toto potlačení luminiscence mohlo být způsobeno tím, že zlaté nanosféry dopují vrstvu MoS_2 na svém povrchu volnými nosiči náboje.

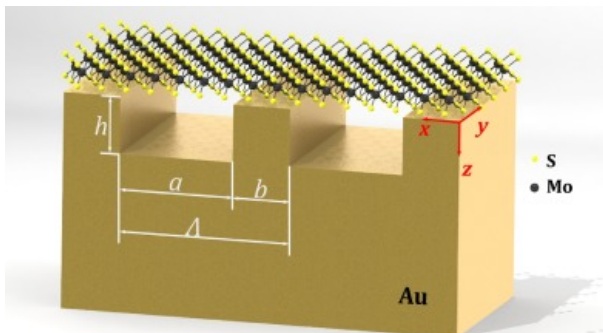


Obrázek 2.7: (a) Schematické znázornění struktury hybridní částice. (b, c) Schéma výrobního procesu struktury pomocí chemické depozice z plynné fáze (CVD, chemical vapor deposition). (d, e) Srovnání Ramanových a fotoluminiscenčních spekter těchto struktur (modře) a vrstev MoS_2 ekvivalentní tloušťky (červeně). Převzato z [44] a upraveno.

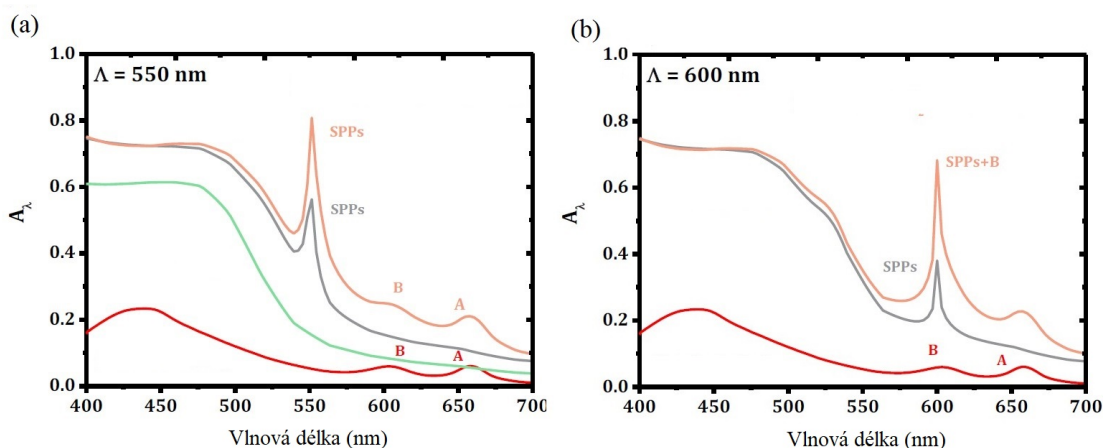
Kromě systémů využívajících vazby mezi monovrstvami dichalkogenidů přechodových kovů a lokalizovaných povrchových plazmonů byly také studovány systémy monovrstev TMDC a struktur podporujících povrchové plazmonové polaritony. Například ve článku [45] byla simulována optická odezva systému jednorozměrného zlatého drážkování a monovrstvy MoS_2 , jehož struktura je ukázána na obrázku 2.8. Nejprve byl zkoumán vliv změny periody mřížky na zesílení absorpance v monovrstvě, kde bylo ukázáno, že perioda mřížky je přibližně rovna vlnové délce rezonančních povrchových plazmonových polaritonů (viz obr. 2.9) a bylo ukázáno zesílení absorpance na hladině B excitonu při vhodném nastavení periody drážkování. Dále byla tato simulace provedena pro různý počet vrstev TMDC, jejímž výsledkem byl nárůst absorpance s rostoucím počtem vrstev. Tyto výsledky jsou shrnuty na obrázku 2.10. Poté byl zkoumán rozdíl v optické odezvě mezi monovrstvou umístěnou přes celou geometrii struktury a monovrstvou umístěnou jen na výstupcích drážkování (v obrázku 2.8 značený rozměrem b , grafy s výsledky jsou

2. MONOVRSTVY TMDC A JEJICH VYUŽITÍ V PLAZMONICE

uvedeny na obr. 2.11). Na závěr byla mezi strukturu a monovrstvu umístěna vrstva oxidu hafničitého (HfO_2) různých tlouštěk a byla opět zkoumána závislost absorpance v monovrstvě. Na obrázku 2.12 je patrné zesílení absorpance. Tento jev potvrzuje potřebu umístění dielektrické vrstvy mezi kovovou strukturu a monovrstvu pro minimalizaci nežádoucích přechodů excitací mezi monovrstvou a kovovou strukturou, které snižují účinnost absorpce a luminiscence. [12]

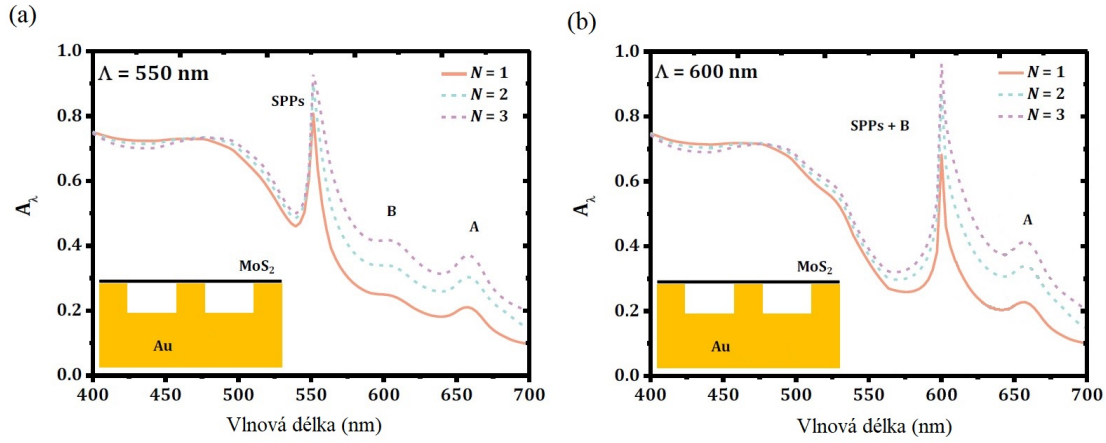


Obrázek 2.8: Schematické znázornění struktury systému 1D zlatého drážkování a monovrstvy MoS_2 . Převzato z [45].

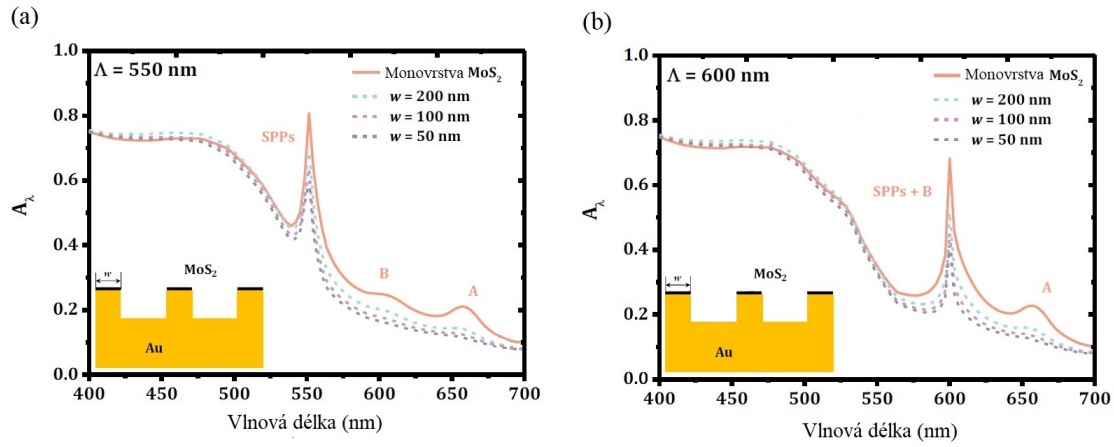


Obrázek 2.9: Srovnání spektrální absorpance zlaté desky (zeleně), zlatého 1D drážkování (šedě), monovrstvy MoS_2 (červeně) a monovrstvy umístěné na drážkování (oranžově) pro periodu (a) $\Lambda = 550$ nm a (b) $\Lambda = 600$ nm. V grafech jsou naznačeny spektrální polohy excitonů (A, B) a povrchových plazmonových polaritonů (SPPs). Převzato z [45] a upraveno.

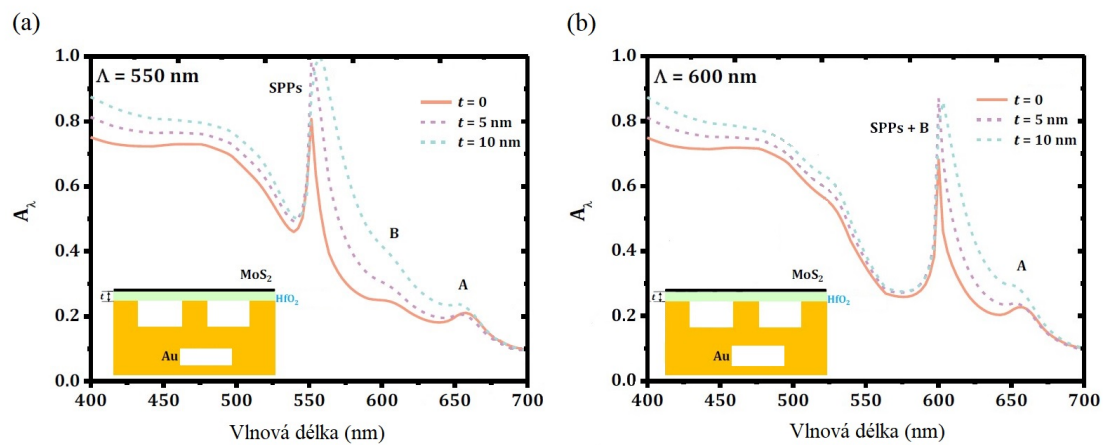
2.1. PLAZMONICKÉ SYSTÉMY VYUŽÍVAJÍCÍ MONOVRSTEV TMDC



Obrázek 2.10: Srovnání spektrální absorbance systému pro různý počet vrstev MoS_2 pro periodu (a) $\Lambda = 550$ nm a (b) $\Lambda = 600$ nm. Převzato z [45] a upraveno.



Obrázek 2.11: Srovnání spektrální absorbance pruhů monovrstvy MoS_2 různých šířek pro periodu (a) $\Lambda = 550$ nm a (b) $\Lambda = 600$ nm. Převzato z [45] a upraveno.



Obrázek 2.12: Srovnání spektrálních absorbancí systému pro různé tloušťky vstvy HfO_2 pro periodu (a) $\Lambda = 550$ nm a (b) $\Lambda = 600$ nm. Převzato z [45] a upraveno.

2. MONOVRSTVY TMDC A JEJICH VYUŽITÍ V PLAZMONICE

Uvedené příklady hybridních plazmon-excitonových systémů využívajících dichalkogenidy jasně demonstrují potenciál skloubení mono- i vícevrstev těchto materiálů a plazmonických nanostruktur ve vědě i v praxi. Spektrální poloha absorpčních a emisních píků dichalkogenidů přechodových kovů v kombinaci se schopnostmi plazmonických struktur lokalizovat a zesilovat dopadající záření umožňují vznik například vysoce citlivým fotodetektorům operujícím ve viditelné oblasti za pokojových teplot nebo naopak velmi přesným zdrojům záření v blízké infračervené oblasti.

3. Optimalizace vybraných případů plazmon-excitonových systémů

K simulaci a optimalizaci vybraných nanostruktur byl použit program Ansys Lumerical FDTD Solutions. Tento program numericky řeší Maxwellovy rovnice metodou konečných diferencí v časové doméně (FDTD, Finite Difference Time Domain).

FDTD rozdělí simulační oblast na diskrétní prostorové buňky, kterých mohou být podle komplexity simulace řádově statisíce až miliardy. Na hranici buněk je pomocí Maxwellových rovnic počítáno elektrické a magnetické pole.

Pro dosažení dostatečně přesných výsledků simulací je nutné, aby byla simulační oblast optimalizována. Využívají se k tomu úpravy těchto parametrů: hustota, rozměry a lokální zahuštění simulační sítě, simulační čas a kritérium automatického ukončení simulace (auto shutoff kritérium) při dosažení určité hodnoty zbytkové energie v simulační oblasti. Optimalizace těchto hodnot byla prováděna pro každý případ zvlášť.

3.1. Vyhodnocované veličiny

Hlavní veličinou vyhodnocovanou v těchto simulacích byl faktor zesílení absorpce v monovrstvě daný vztahem

$$\eta = \frac{P_{\text{abs}}}{P_{\text{abs,ref}}}, \quad (3.1)$$

kde P_{abs} je průměrný výkon absorbovaný v jednotkovém objemu v monovrstvě s nanostrukturami a $P_{\text{abs,ref}}$ je průměrná hodnota referenčního výkonu absorbovaného v jednotkovém objemu v monovrstvě bez nanostruktur.

Absorbovaný výkon v jednotkovém objemu lze určit následovně:

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \omega \text{Im}(\varepsilon) |E|^2, \quad (3.2)$$

kde ε_0 je permitivita vakua, ω je úhlová frekvence absorbovaného záření, $|E|^2$ je kvadrát intenzity elektrického pole v daném prostředí a ε je dielektrická funkce prostředí.

Dále byl vyhodnocován kvadrát zesílení elektrického pole v monovrstvě daný vztahem

$$\alpha = \frac{|E_{\text{avg}}|^2}{|E_{\text{inc}}|^2}, \quad (3.3)$$

kde $|E_{\text{avg}}|^2$ je průměrná hodnota kvadrátu elektrického pole v monovrstvě a $|E_{\text{inc}}|^2$ je kvadrát intenzity elektrického pole dopadajícího záření.

3.2. Využití lokalizovaných povrchových plazmonů

Většina článků zabývajících se hybridními systémy monovrstev TMDC a nanostruktur podporujících vznik lokalizovaných povrchových plazmonů je zaměřena na zesílení emise záření z těchto materiálů. V této práci je však cílem maximalizovat zesílení absorpce

3. OPTIMALIZACE VYBRANÝCH PŘÍPADŮ PLAZMON-EXCITONOVÝCH SYSTÉMŮ

především pro doplnění představ o chování těchto struktur a bližší porozumění interakci mezi plazmony v nanoanténách a excitony v monovrstvě.

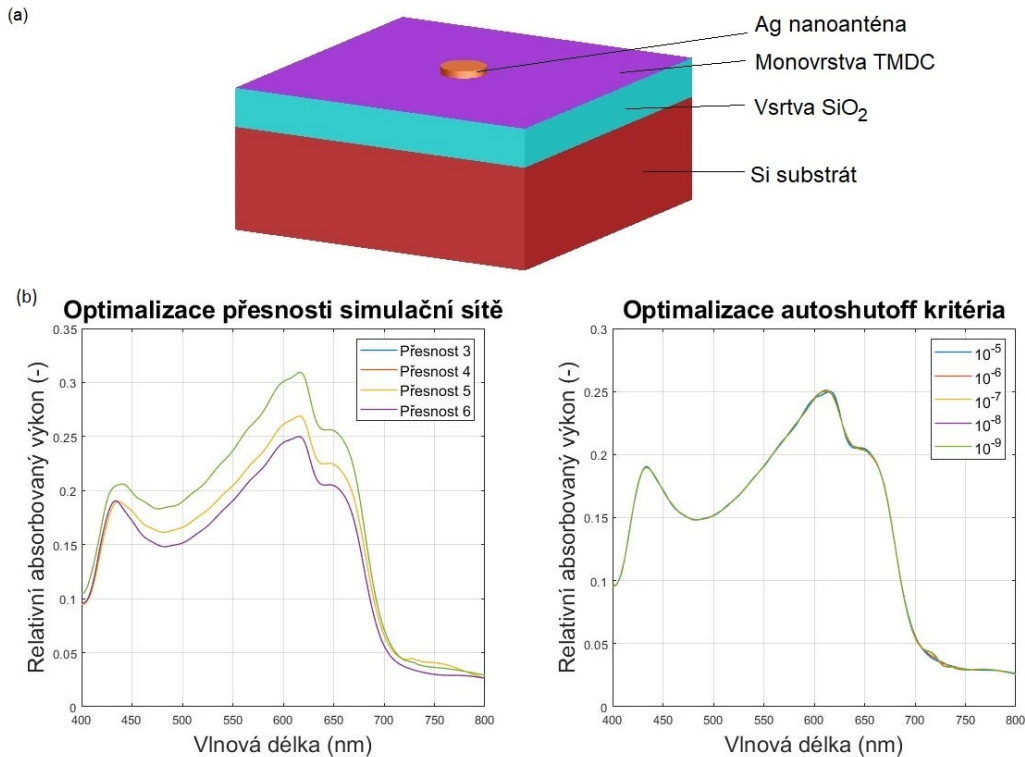
Návrh mnou zvoleného systému vazby mezi LSP a excitony v monovrstvě vychází z článku [46]. V něm byla zkoumána a vyhodnocována úhlově rozlišená fotoluminiscenční spektra monovrstvy MoS₂, na které byla umístěna soustava stříbrných nanodisků. V této práci byla optimalizována absorpce kolmo dopadajícího svazku z důvodu nižší výpočetní náročnosti a byly použity dva TMDC materiály - MoS₂ a WS₂.

Optimalizace základních simulačních parametrů byla provedena na systému jednoho stříbrného nanodisku umístěného na monovrstvě MoS₂. Tato monovrstva byla dále umístěna na křemíkovém substrátu s vrstvou oxidu křemičitého tloušťky 275 nm. Postupně byla zvyšována hodnota hustoty simulační sítě, kterou lze zvolit v rozsahu přesnosti 1 až 8, a kritéria automatického vypnutí a byly porovnávány výsledky absorbovaného výkonu v monovrstvě. Dále byla hledána rovnováha mezi přesností simulací a náročností výpočtu. Obrázek 3.1(a) ukazuje geometrii nanostruktury využitě pro optimalizaci simulačního prostředí a obr. 3.1(b) srovnává průměrné hodnoty absorbovaného výkonu v monovrstvě pro různé simulační parametry. S rostoucí hustotou simulační sítě absorbovaný výkon konvergoval k určité hodnotě, ale pro přesnost 6 došlo k mírné změně výsledků. Toto bylo pravděpodobně zapříčiněno tím, že použité struktury mají kruhový průřez a při jejich transformaci do krychlové mřížky dochází k nepřesnostem. Při vyhodnocování vhodné hodnoty auto shutoff kritéria byly zkoumány odchylky mezi jednotlivými výsledky, které se vyskytovaly pro hodnotu kritéria 10^{-5} a 10^{-6} , ovšem od hodnoty 10^{-7} došlo ke stabilizaci výsledného absorbovaného výkonu.

Na základě těchto výsledků byla zvolena hustota simulační sítě 5 a auto shutoff kritérium 10^{-7} . Celkový simulační čas nebyl měněn, jelikož ho díky kritériu automatického ukončení simulace nebylo nikdy dosaženo. Na závěr byla volena lokální hustota simulační sítě v oblasti monovrstvy, kde byla v referenční simulaci vyhodnocována hodnota zesílení absorpce. Pro 4 a více buněk na tloušťku monovrstvy došlo ke stabilizaci této hodnoty, což naznačuje dostatečnou přesnost výpočtu a proto byl v monovrstvě tloušťky 0,7 nm zvolen maximální rozměr jedné buňky 0,175 nm, tedy právě 4 buňky.

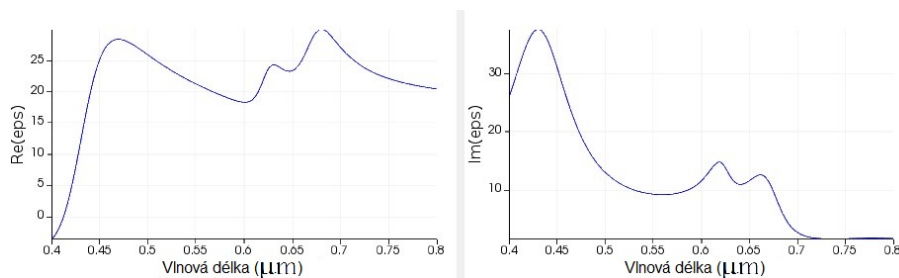
Zde je nutno zmínit, že monitor absorbovaného výkonu ve výchozím nastavení měří absorbovaný výkon relativně vůči výkonu zdroje, z čehož lze spočítat absorbovaný výkon na jednotku objemu. Zatímco pro samotné vyhodnocování optimalizace struktur je použit absorbovaný výkon na jednotku objemu, k nastavení parametrů samotné simulační oblasti byla využita právě hodnota relativní. Hlavním důvodem je fakt, že konkrétní naměřené hodnoty zde nenesou žádnou vypovídací hodnotu, ovšem je důležitý jejich rozdíl pro různě zvolené parametry simulací.

3.2. VYUŽITÍ LOKALIZOVANÝCH POVRCHOVÝCH PLAZMONŮ



Obrázek 3.1: (a) Schematické znázornění struktury použité k optimalizaci simulačních parametrů. (b) Grafy průběhů průměrných hodnot relativního absorbovaného výkonu v závislosti na hodnotách optimalizovaných parametrů.

3.2.1. Simulace a optimalizace pole Ag nanodisků na monovrstvě MoS₂



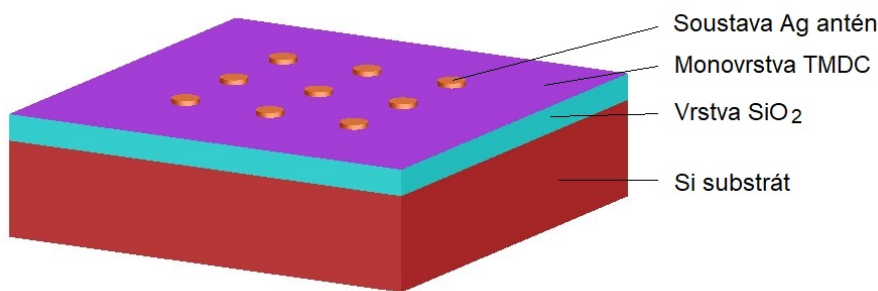
Obrázek 3.2: Reálná a imaginární část dielektrické funkce sulfidu molybdeničitého získaná z materiálové databáze Lumerical FDTD Solutions.

Obrázek 3.2 ukazuje průběh dielektrické funkce MoS₂ v rozsahu $\lambda = (400 - 800)$ nm získanou z materiálové databáze programu Lumerical. V imaginární části dielektrické funkce se vyskytují tři píky na vlnových délkách 430, 618 a 661 nm. Píky na 661 nm a 618 nm odpovídají X_A a X_B excitonům a třetí pík na $\lambda = 430$ nm odpovídá tzv. C excitonovému přechodu odpovídajícímu excitaci z hlubokého valenčního do vodivostního pásu. V této práci byly optimalizovány faktory zesílení absorpce a zesílení kvadrátu elektrického pole pouze pro excitony X_A a X_B.

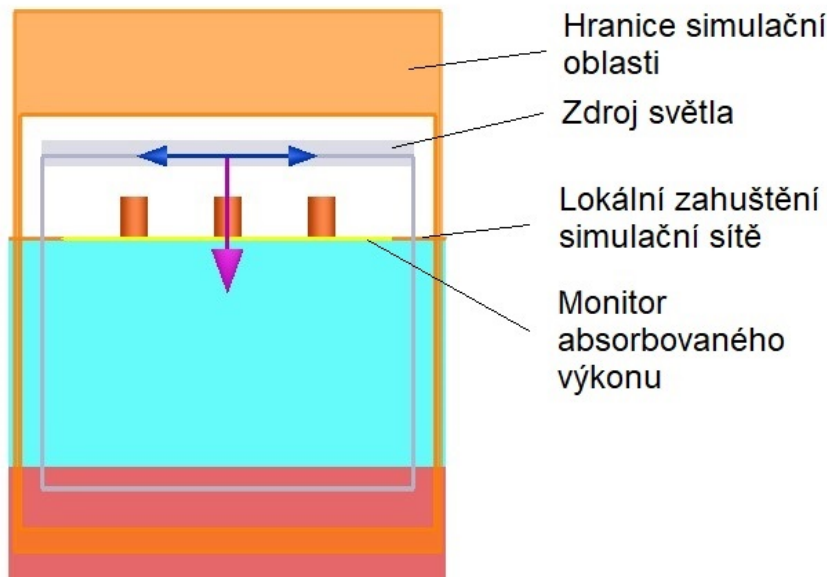
3. OPTIMALIZACE VYBRANÝCH PŘÍPADŮ PLAZMON-EXCITONOVÝCH SYSTÉMŮ

Základní geometrické rozložení zvolené struktury vychází z článku [46], kde byla na křemíkovém substrátu umístěna 275 nm tlustá vrstva SiO_2 , na ní byla položena monovrstva MoS_2 a na ní soustava stříbrných nanodisků vysokých 50 nm (simulovaná struktura je identická jako na obr. 2.4a). V této práci byla pro optimalizaci zvolena čtvercová síť devíti nanodisků. Základní hodnoty pro optimalizaci tohoto systému byly také převzaty z článku [46] - průměr antény 140 nm a vzdálenost středů sousedních antén 460 nm.

Základní rozložení simulace je ukázáno na obrázku 3.3. Pro vyhodnocení zkoumaných veličin byl do monovrstvy pod soustavu nanodisků umístěn monitor relativního absorbovaného výkonu (vůči referenční hodnotě výkonu zdroje) o rozměrech $1,5 \times 1,5 \mu\text{m}$, simulační oblast byla osvětlena rovinnou vlnou v rozsahu $\lambda = (400 - 800) \text{ nm}$ pomocí Total field-Scattered field zdroje a samotná simulační oblast byla definována tak, aby z každé strany přesahovala zkoumanou strukturu alespoň o 200 nm. Rozmístění monitoru absorbovaného výkonu, zdroje světla a simulační oblasti je ukázáno na obrázku 3.4.



Obrázek 3.3: Nákres simulovaného systému.



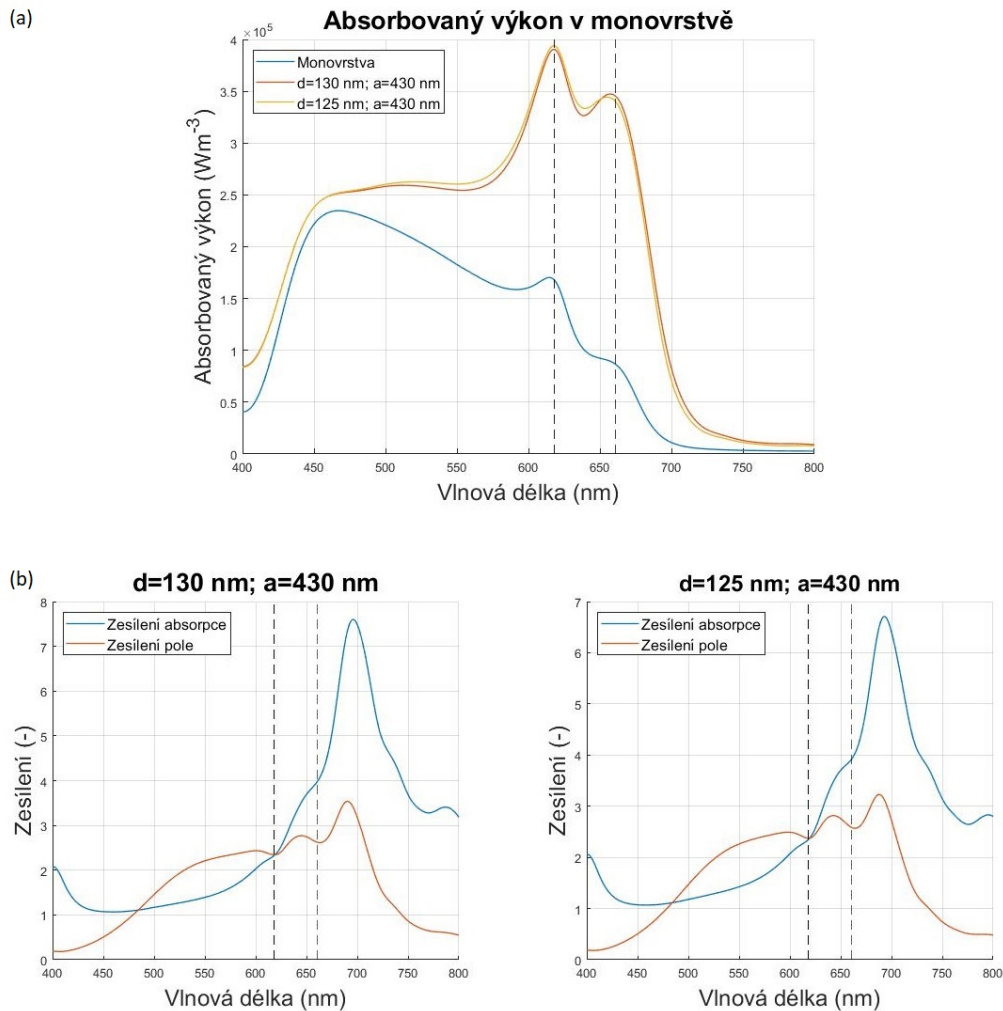
Obrázek 3.4: Rozvržení simulační oblasti.

Optimalizace stříbrných disků byla prováděna pro průměry $d = (125 - 155) \text{ nm}$ s krokem 5 nm a vzdálenosti jejich středů v rozsahu $a = (430 - 490) \text{ nm}$ s krokem 10 nm.

Obrázek 3.5(a) uvádí grafy průměrné hodnoty absorbovaného výkonu v monovrstvě bez nanostruktury a pro dva zvolené parametry simulací. Pro absorpci na hladině excitonu X_A bylo dosaženo největšího zesílení absorpce pro strukturu nanodisků s poloměrem

3.2. VYUŽITÍ LOKALIZOVANÝCH POVRCHOVÝCH PLAZMONŮ

$d = 130$ nm a vzdáleností středů $a = 430$ nm. Zesílení absorpce činilo $\eta = 3,99$ a zesílení pole v monovrstvě dosáhlo hodnoty $\alpha = 2,62$. Na hladině neutrálního excitonu X_B dosáhla největší hodnoty faktoru zesílení absorpce struktura s průměrem disků $d = 125$ nm a periodou pole $a = 430$ nm. Hodnoty zesílení absorpce a pole zde činily $\eta = 2,35$ a $\alpha = 2,37$.



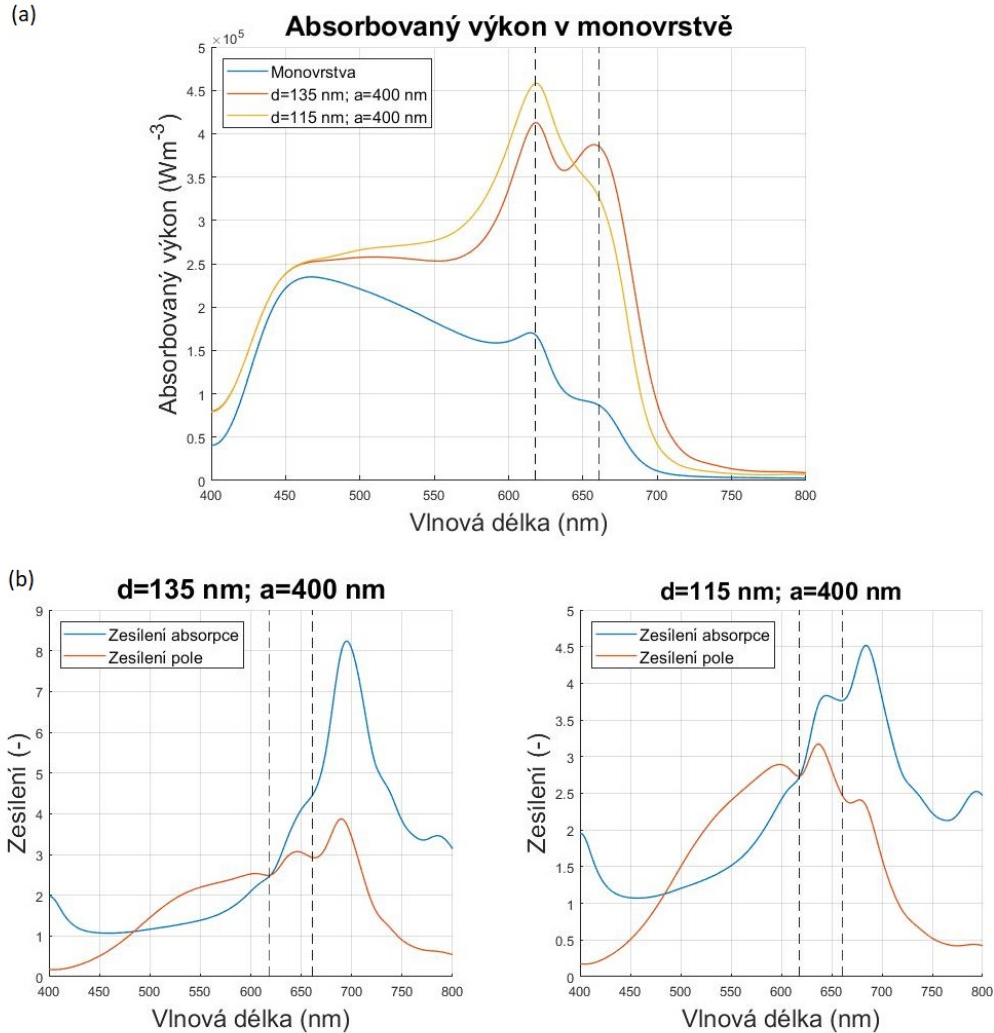
Obrázek 3.5: (a) Graf srovnání průměrných hodnot absorbovaného výkonu na jednotku objemu v monovrstvě sulfidu molybdeničitého pro strukturu bez přítomnosti antén a ve dvou strukturách, pro něž bylo při první optimalizaci na hladinách X_A a X_B excitonů dosaženo nejvyšších hodnot faktoru zesílení absorbovaného výkonu. (b) Grafy průběhů zesílení absorbovaného výkonu a kvadrátu elektrického pole v monovrstvě pro tyto dvě struktury. Čárkované čáry v obou grafech ukazují spektrální polohy neutrálních excitonů.

Nejvyšší hodnoty faktoru zesílení absorbovaného výkonu bylo dosaženo pro struktury s rozměry na hranici optimalizačních intervalů. Proto byl optimalizační interval posunut na rozsahy $d = (115-145)$ nm a $a = (400-460)$ nm, přičemž všechny parametry struktury i simulace zůstaly zachovány.

V nových optimalizačních intervalech bylo na hladině X_A excitonu dosaženo nejvyššího zesílení pro strukturu s průměrem antén $d = 135$ nm a vzdáleností jejich středů $a = 400$ nm, a to faktor zesílení absorbovaného výkonu $\eta = 4,45$ a faktor zesílení elektrického pole $\alpha = 2,93$. Pro hladinu excitonu X_B absorpci i pole nejvíce zesilovala struktura

3. OPTIMALIZACE VYBRANÝCH PŘÍPADŮ PLAZMON-EXCITONOVÝCH SYSTÉMŮ

s rozměry $d = 115$ nm a $a = 400$ nm. Faktory zesílení zde činily $\eta = 2,73$ pro průměrný absorbovaný výkon a $\alpha = 2,73$ pro kvadrát elektrického pole. Závislosti průměrné hodnoty absorbovaného výkonu v monovrstvě a zesílení absorpce a kvadrátu pole v závislosti na vlnové délce dopadajícího světla jsou uvedeny na obrázku 3.6.



Obrázek 3.6: (a) Graf srovnání průměrného absorbovaného výkonu na jednotku objemu v monovrstvě sulfidu molybdeničitého pro strukturu bez přítomnosti antén a ve dvou strukturách, pro něž bylo při druhé optimalizaci na hladinách X_A a X_B excitonů dosaženo nejvyšších hodnot faktoru zesílení absorbovaného výkonu. (b) Grafy průběhů zesílení absorbovaného výkonu a kvadrátu elektrického pole v monovrstvě pro tyto dvě struktury. Čárkované čáry v obou grafech ukazují spektrální polohy neutrálních excitonů.

Jelikož bylo nejvyšších hodnot faktorů zesílení opět dosaženo pro struktury na hranici optimalizačního intervalu, byl tento interval opět posunut. Pro třetí kolo optimalizace byly tyto intervaly zvoleny $d = (120 - 150)$ nm a $a = (360 - 420)$ nm.

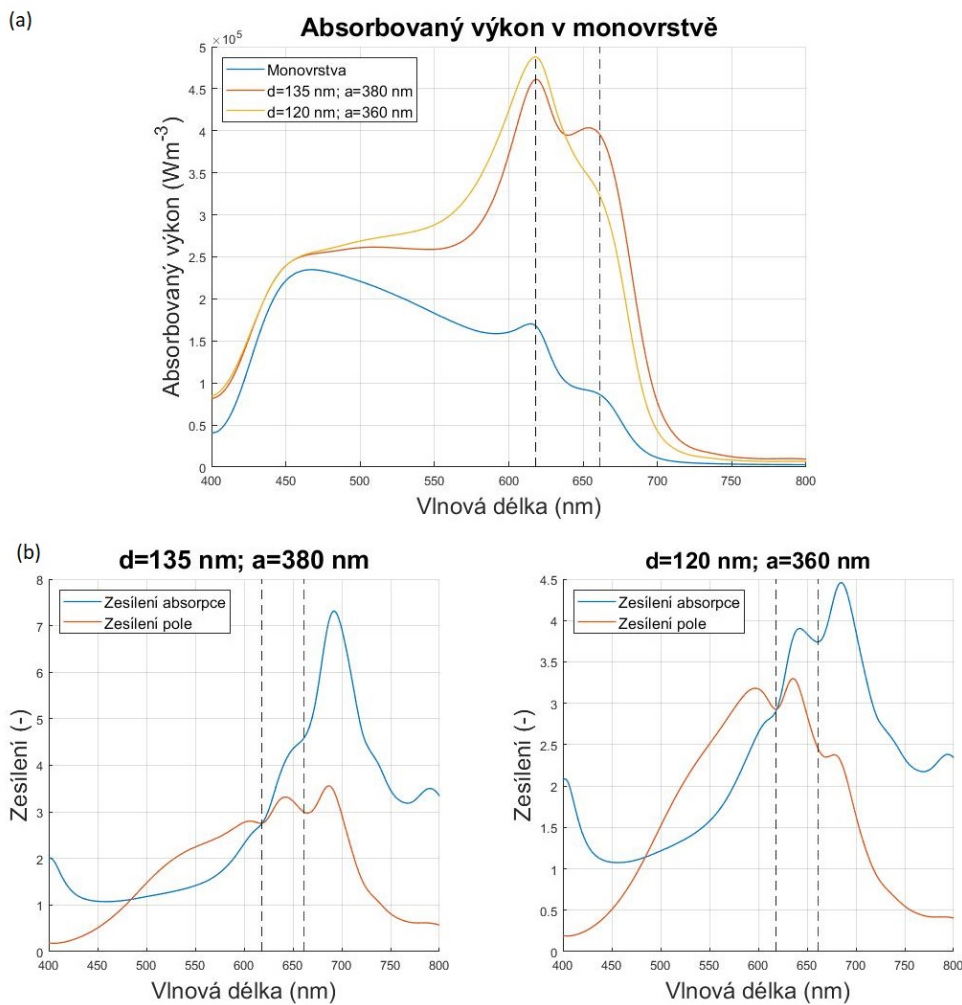
V tomto optimalizačním intervalu dosáhla na hladině X_A excitonu největší hodnoty faktorů zesílení struktury s rozměry $d = 135$ nm a $a = 380$ nm. Průměrný absorbovaný výkon v monovrstvě byl zde zesílen faktorem $\eta = 4,58$ a faktor zesílení kvadrátu elektrického pole v monovrstvě zde dosáhl hodnoty $\alpha = 3,00$. Pro spektrální polohu neutrálního X_B

3.2. VYUŽITÍ LOKALIZOVANÝCH POVRCHOVÝCH PLAZMONŮ

excitonu bylo dosaženo nevýraznějšího zesílení ve struktuře s průměrem antén $d = 120$ nm a jejich vzdáleností $a = 360$ nm, kde faktory zesílení dosáhly hodnot $\eta = 2,90$ a $\alpha = 2,97$.

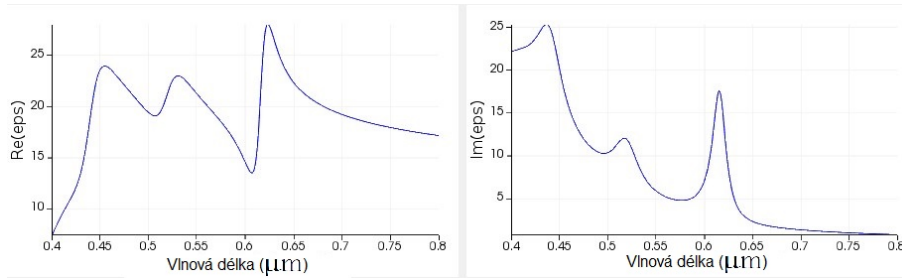
Struktura optimalizovaná pro nejvyšší faktory zesílení na hladině excitonu X_A leží uvnitř optimalizačního intervalu. I přes to, že struktura nejvíce zesilující průměrné hodnoty absorbovaného výkonu i kvadrátu elektrického pole v monovrstvě na pozici X_B excitonu leží na hranici optimalizačního intervalu, byla zde optimalizace těchto struktur pro monovrstvu MoS_2 ukončena. Hlavním důvodem pro toto rozhodnutí byl fakt, že zesílení na X_A excitonu dosahuje hodnoty přibližně o 58 % vyšší než pro X_B exciton.

Spektrální závislosti zesílení absorpce a zesílení pole pro tyto dvě struktury jsou uvedeny na obrázku 3.7. Všechny zkoumané struktury vykazují na hladinách A a B excitonů mírný pokles v zesílení pole a podobný trend i pro zesílení absorpce, což potvrzuje vznik hybridizovaného plazmon-excitonového systému.



Obrázek 3.7: (a) Graf srovnání průměrných hodnot absorbovaného výkonu na jednotku objemu v monovrstvě sulfidu molybdeničitého pro strukturu bez přítomnosti antén a ve dvou strukturách, pro něž bylo při třetí optimalizaci na hladinách X_A a X_B excitonů dosaženo nejvyšších hodnot faktoru zesílení absorbovaného výkonu. (b) Grafy průběhů zesílení absorbovaného výkonu a kvadrátu elektrického pole v monovrstvě pro tyto dvě struktury. Čárkované čáry v obou grafech ukazují spektrální polohy neutrálních excitonů.

3.2.2. Simulace a optimalizace soustavy Ag nanodisků na monovrstvě WS₂



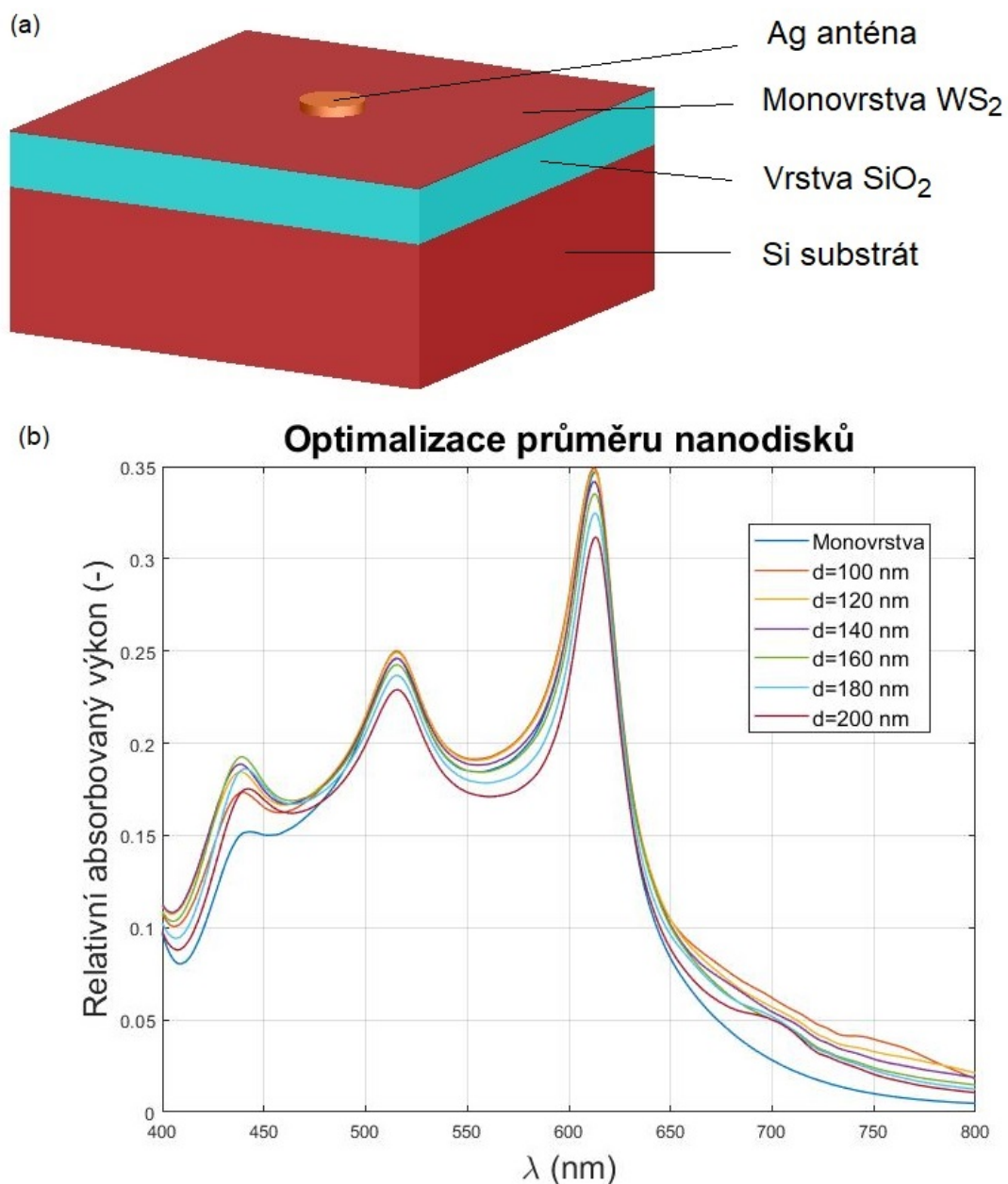
Obrázek 3.8: Reálná a imaginární část dielektrické funkce sulfidu wolframičitého získaná z materiálové databáze Lumerical FDTD Solutions.

Na obrázku 3.8 je vykreslena dielektrická funkce WS₂ získaná z materiálové databáze programu Lumerical. Imaginární část opět vykazuje tři píky na vlnových délkách 436, 517 a 615 nm. Píky na $\lambda = 615$ nm a $\lambda = 517$ nm opět odpovídají neutrálním X_A a X_B excitonům a pík na $\lambda = 436$ nm odpovídá, podobně jako u MoS₂, C excitonovému přechodu.

Optimalizace zmíněných faktorů zesílení byla opět prováděna pouze pro neutrální X_A a X_B excitony.

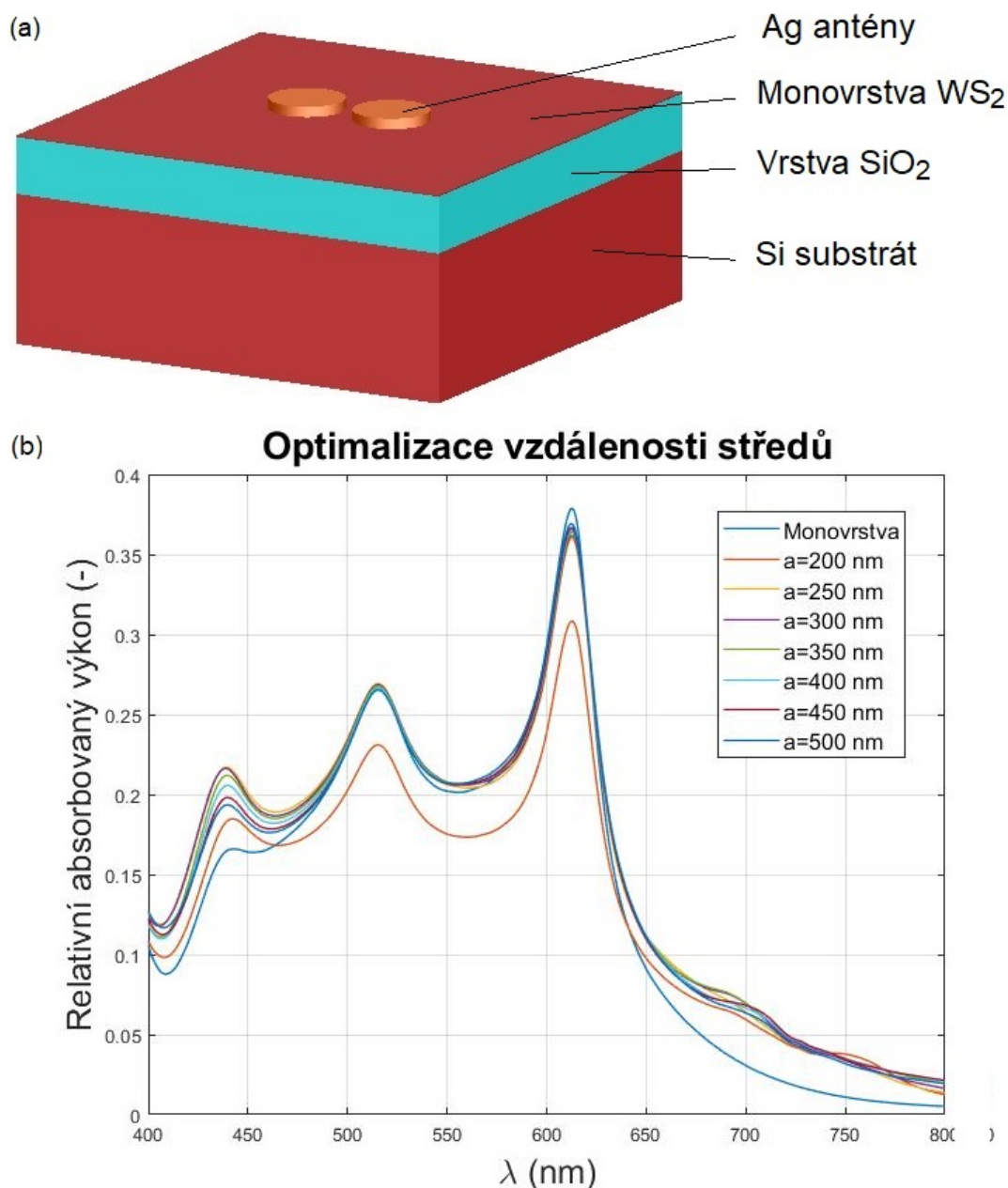
Pro získání rozsahu průměrů a vzdáleností středů antén pro optimalizaci byla nejprve provedena hrubá optimalizace průměru nanodisku v rozsahu $d = (100 - 200)$ nm pro systém jedné antény umístěné na monovrstvě a následně byla provedena optimalizace vzdálenosti středů dvou antén v rozsahu $a = (100 - 250)$ nm. Obrázky 3.9(b) a 3.10(b) ukazují srovnání průměrné hodnoty relativního absorbovaného výkonu v monovrstvě pro vybrané hodnoty těchto hrubých optimalizací. Na základě výsledných hodnot faktorů zesílení byly zvoleny následující výchozí rozměry struktury: průměr nanodisků $d = 160$ nm a vzdálenost středů antén $a = 260$ nm.

3.2. VYUŽITÍ LOKALIZOVANÝCH POVRCHOVÝCH PLAZMONŮ



Obrázek 3.9: (a) Schematické znázornění struktury použité pro hrubou optimalizaci průměru nanodisků. (b) Srovnání spekter průměrné hodnoty relativního absorbovaného výkonu pro monovrstvu bez antén a antény různých průměrů.

3. OPTIMALIZACE VYBRANÝCH PŘÍPADŮ PLAZMON-EXCITONOVÝCH SYSTÉMŮ



Obrázek 3.10: (a) Schematické znázornění struktury použité pro hrubou optimalizaci vzdálenosti nanodisků. (b) Srovnání spekter průměrného relativního absorbovaného výkonu pro monovrstvu bez přítomnosti antén a pro různé hodnoty vzdálenosti středů antén.

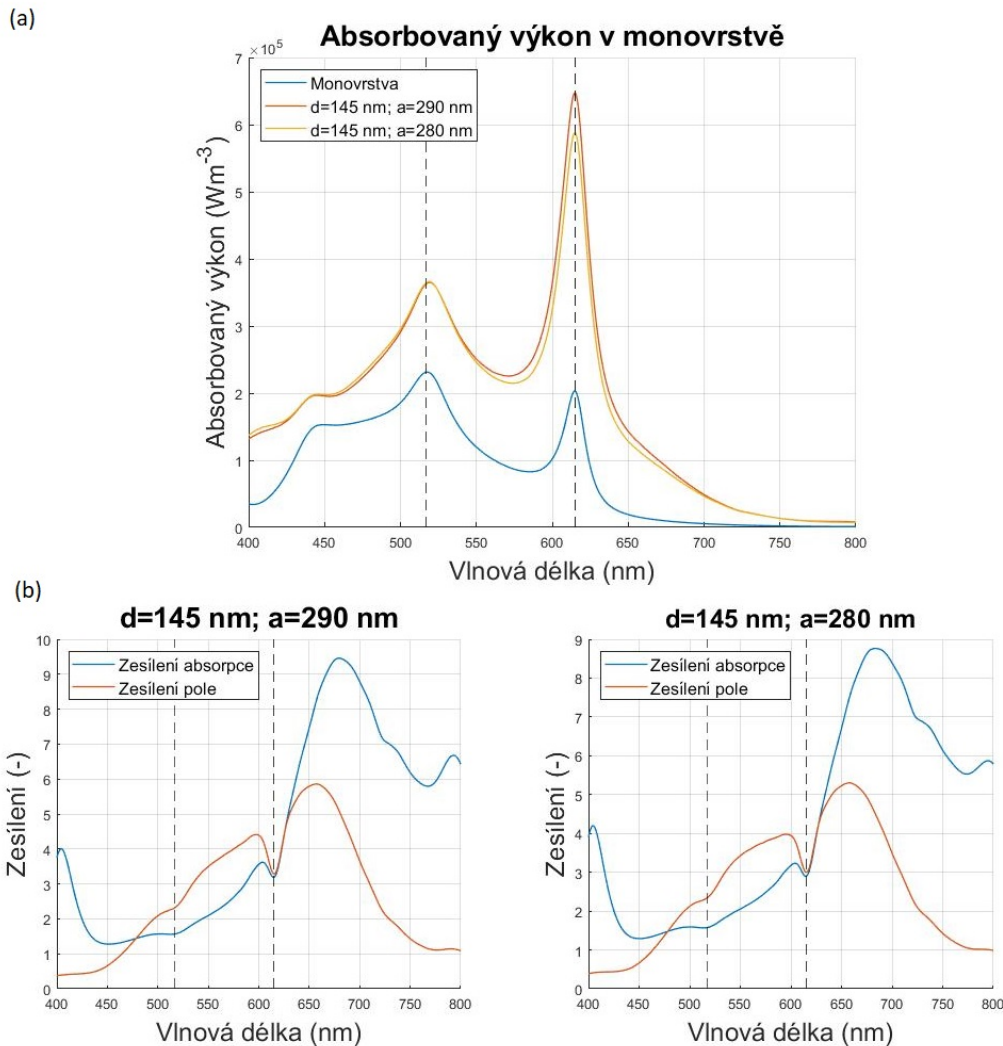
Na základě těchto hodnot byla dále provedena jemnější optimalizace pro průměry disků $d = (145 - 175)$ nm s krokem 5 nm a vzdálenost středů $a = (230 - 290)$ nm s krokem 10 nm.

Rozvržení simulační oblasti bylo podobné simulaci pro MoS₂. Díky značně nižší hodnotě periody pole byly rozměry monitoru absorbovaného výkonu, zdroje světla i simulační oblasti zmenšeny - plocha monitoru absorbovaného výkonu zde činila jen $1 \times 1 \mu\text{m}$.

Výsledky první optimalizace struktury pro monovrstvu sulfidu wolframičitého jsou shrnuty na obrázku 3.11. Graf (a) srovnává průměrné hodnoty absorbovaného výkonu pro dvě různé geometrie struktury a monovrstvu bez přítomnosti antén. Nejvýraznějšího

3.2. VYUŽITÍ LOKALIZOVANÝCH POVRCHOVÝCH PLAZMONŮ

zesílení absorpce na hladině A excitonu bylo dosaženo pro strukturu s průměrem disků $d = 145$ nm a periodou $a = 290$ nm. Zesílení absorpce dosáhlo hodnoty $\eta = 3,19$ a pole v monovrstvě bylo zesíleno na hodnotu $\alpha = 3,29$. Na hladině excitonu X_B nejvíce absorbovala výkon struktura s parametry $d = 145$ nm a $a = 280$ nm. Hodnoty zesílení absorpce a pole zde činily $\eta = 1,58$ a $\alpha = 2,33$.

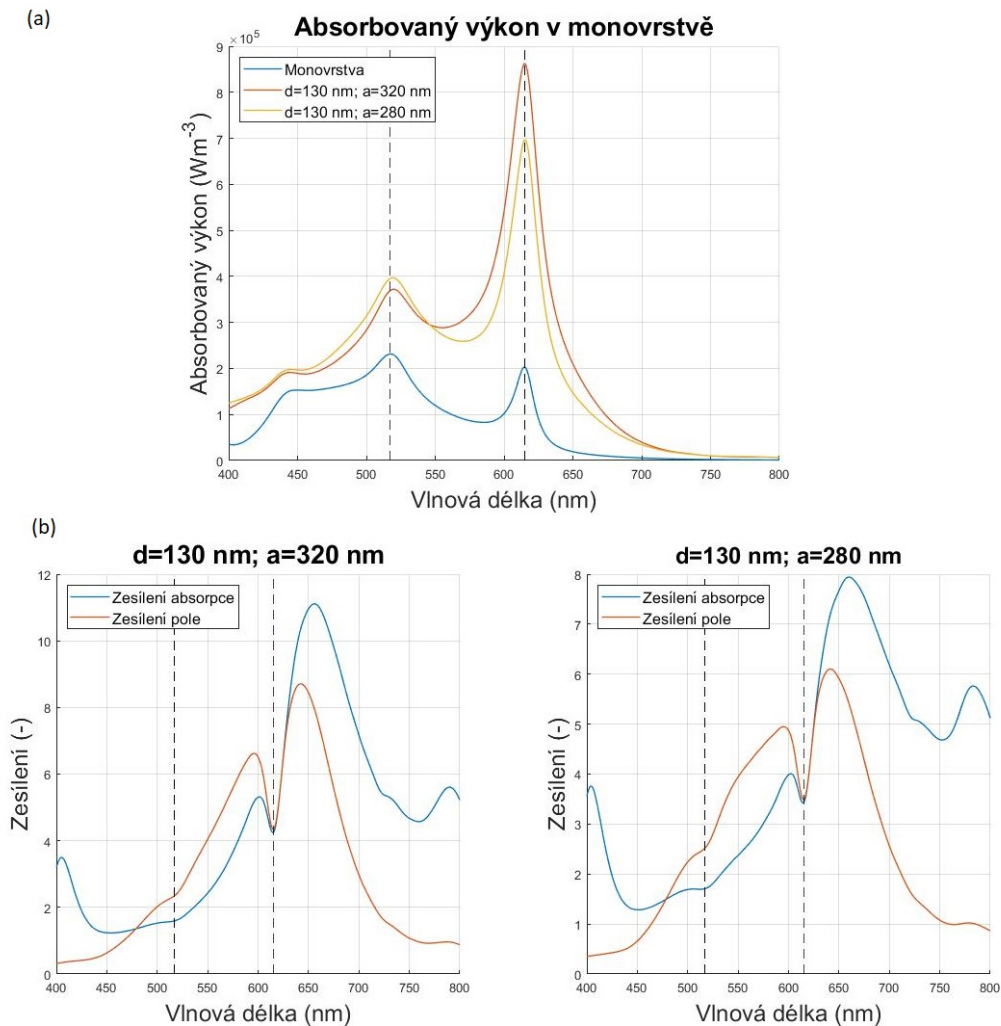


Obrázek 3.11: (a) Graf srovnání průměrných hodnot absorbovaného výkonu na jednotku objemu v monovrstvě sulfidu wolframičitého pro strukturu bez přítomnosti antén a ve dvou strukturách, pro něž bylo při první optimalizaci na hladinách X_A a X_B excitonů dosaženo nejvyšších hodnot faktoru zesílení absorbovaného výkonu. (b) Grafy průběhů zesílení průměrných hodnot absorbovaného výkonu a kvadrátu elektrického pole v monovrstvě pro tyto dvě struktury. Čárkované čáry v obou grafech ukazují spektrální polohy neutrálních excitonů.

Podobně jako u struktur s monovrstvou sulfidu molybdeničitého leží struktury dosahující nejvyšších hodnot faktoru zesílení na hranici optimalizačního intervalu. Proto byl tento interval posunut na hodnoty $d = (130 - 160)$ nm pro průměry antén a $a = (260 - 320)$ nm pro jejich vzdálenost.

3. OPTIMALIZACE VYBRANÝCH PŘÍPADŮ PLAZMON-EXCITONOVÝCH SYSTÉMŮ

Na tomto novém intervalu bylo na hladině X_A excitonu dosaženo největšího zesílení absorpce i pole v monovrstvě pro strukturu s rozměry $d = 130$ nm a $a = 320$ nm. Faktor zesílení absorbovaného výkonu zde dosáhl hodnoty $\eta = 4,25$ a faktor zesílení kvadrátu elektrického pole $\alpha = 4,34$. Pro hladinu X_B excitonu nejvíce zesilovala obě zkoumané veličiny struktura s průměrem antén $d = 130$ a periodou $a = 280$ nm, kde faktory zesílení nabyly hodnot $\eta = 1,71$ a $\alpha = 2,52$. Průběhy průměrného absorbovaného výkonu a faktorů zesílení pro tyto dvě struktury jsou uvedeny na obrázku 3.12.



Obrázek 3.12: (a) Graf srovnání průměrné hodnoty absorbovaného výkonu na jednotku objemu v monovrstvě sulfidu wolframičitého pro strukturu bez přítomnosti antén a ve dvou strukturách, pro něž bylo při druhé optimalizaci na hladinách X_A a X_B excitonů dosaženo nejvyšších hodnot faktoru zesílení absorbovaného výkonu. (b) Grafy průběhů zesílení absorbovaného výkonu a kvadrátu elektrického pole v monovrstvě pro tyto dvě struktury. Čárkované čáry v obou grafech ukazují spektrální polohy neutrálních excitonů.

I tato optimalizace dosáhla maximálních hodnot faktorů zesílení ve strukturách na hranici optimalizačního intervalu a ten byl tedy opět posunut na hodnoty $d = (110 - 140)$ nm a $a = (300 - 360)$ nm pro průměr antén a vzdálenost jejich středů.

3.2. VYUŽITÍ LOKALIZOVANÝCH POVRCHOVÝCH PLAZMONŮ

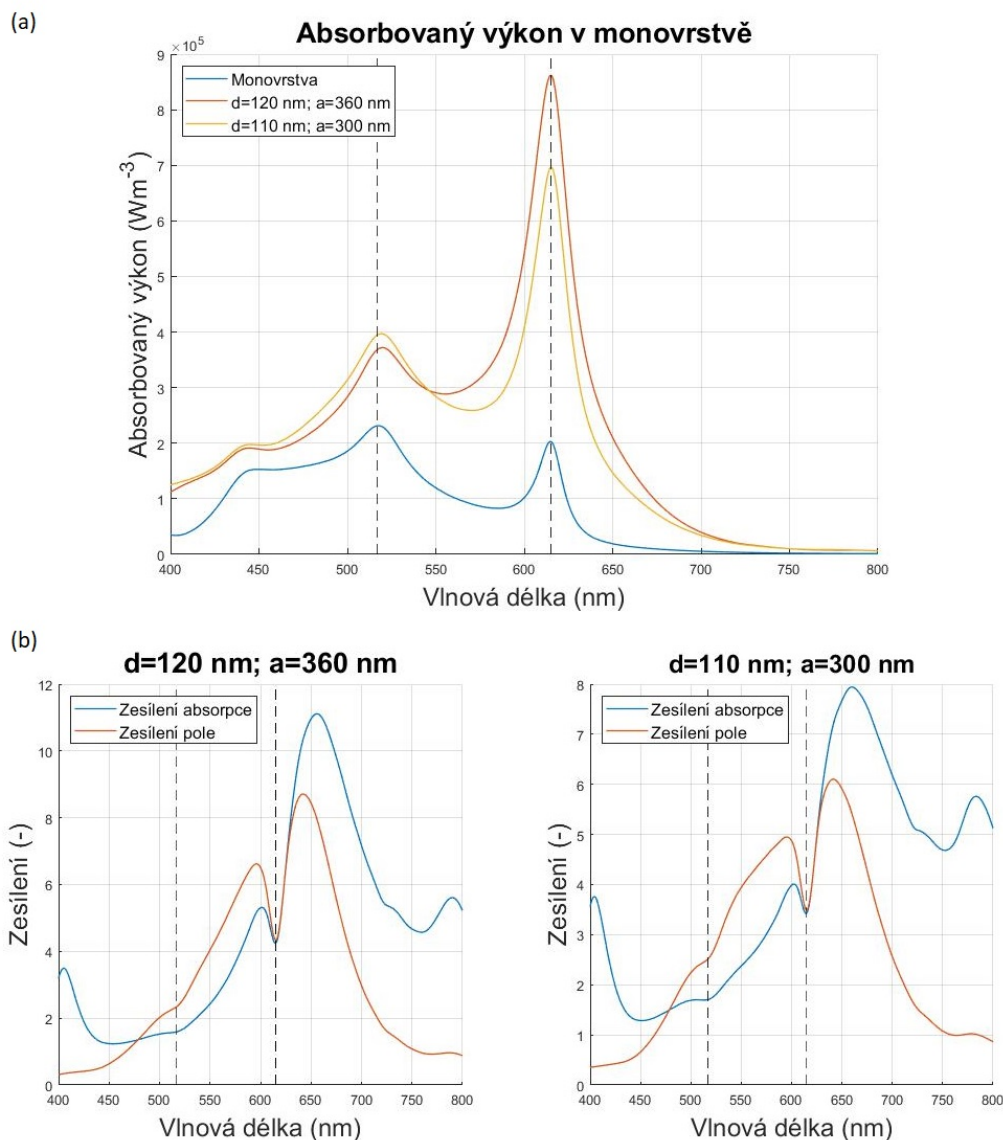
Tato optimalizace ukázala na hladině X_A excitonu nejvyšší hodnoty faktorů zesílení ve struktuře s rozměry $d = 120$ nm a $a = 360$ nm, a to $\eta = 4,74$ pro absorbovaný výkon a $\alpha = 4,83$ pro kvadrát elektrického pole. Pro X_B exciton nejvíce zesilovala struktura s průměrem antén 110 nm a vzdáleností jejich středů 300 nm. Faktor zesílení absorpce zde dosáhl hodnoty $\eta = 1,84$ a faktor zesílení pole $\alpha = 2,71$. Obrázek 3.13 ukazuje průběhy absorbovaného výkonu v monovrstvě a faktorů zesílení absorpce a kvadrátu elektrického pole pro tyto dvě struktury.

Obě tyto struktury se opět nachází na hranicích optimalizačního intervalu. Podobně jako v případě struktur s monovrstvou MoS_2 dosahuje struktura s nejvyšším faktorem zesílení na hladině excitonu X_A výrazně vyšší hodnoty, než struktura optimalizovaná pro exciton X_B . Proto byla X_A struktura zvolena pro další posunutí optimalizačního intervalu, tentokrát na hodnoty $d = (100 - 130)$ nm a $a = (350 - 410)$ nm.

Na spektrální pozici neutrálního X_A excitonu dosáhla největšího zesílení struktura stejných rozměrů jako při minulé optimalizaci - lze tedy usoudit, že z celé zkoumané oblasti rozměrů struktury s monovrstvou sulfidu wolframičitého lze dosáhnout nejvyššího zesílení absorbovaného výkonu v monovrstvě při použití sítě antén průměru $d = 120$ nm a vzdálenosti středů $a = 360$ nm. Pro X_B exciton dosahovaly všechny zkoumané struktury podle očekávání nižších hodnot než při minulé optimalizaci, lze tedy vyvodit, že z celého zkoumaného rozsahu rozměrů zde nejvíce zesiluje struktura s rozměry $d = 110$ nm a $a = 300$ nm. Nutno však zmínit, že optimalizace absorpce dopadajícího záření v těchto strukturách při důrazu na absorpci na hladině X_B excitonu si žádá další optimalizace rozměrů s optimalizačními intervaly mimo rozsah této práce.

Grafy zesílení absorpce a zesílení kvadrátu elektrického pole v monovrstvě (viz obr. 3.13(b)) vykazují podobný průběh jako předchozí příklad, tedy pokles hodnot zesílení na hladinách excitonů ve srovnání s jejich okolím, opět prokazující přítomnost vazby mezi plazmonem v anténách a excitonem v nanostruktuře.

3. OPTIMALIZACE VYBRANÝCH PŘÍPADŮ PLAZMON-EXCITONOVÝCH SYSTÉMŮ



Obrázek 3.13: (a) Graf srovnání průměrného absorbovaného výkonu na jednotku objemu v monovrstvě sulfidu wolframičitého pro strukturu bez přítomnosti antén a ve dvou strukturách, pro něž bylo při třetí optimalizaci na hladinách X_A a X_B excitonů dosaženo nejvyšších hodnot faktoru zesílení absorbovaného výkonu. (b) Grafy průběhů zesílení absorbovaného výkonu a kvadrátu elektrického pole v monovrstvě pro tyto dvě struktury. Čárkované čáry v obou grafech ukazují spektrální polohy neutrálních excitonů.

Optimalizace struktury nanodisků umístěných na monovrstvě MoS_2 ukázala, že při správném nastavení rozměrů nanostruktury lze dosáhnout zesílení absorpce v monovrstvě více než $4,5 \times$ na hladině neutrálního X_A excitonu. Při pohledu na článek [41], v němž bylo pro strukturu stejného charakteru a velmi podobných rozměrů dosaženo zesílení emise přibližně $12 \times$ lze vyvodit, že při vhodné volbě geometrie lze při osvětlení struktury, absorpci dopadajícího záření v monovrstvě a zpětné emisi lze dosáhnout více než $50 \times$ silnějšího emitovaného záření, než při osvětlení monovrstvy bez přítomnosti antén. Jak bylo zmíněno v závěru teoretické části, tento fakt vybízí k využití těchto struktur jako vysoce citlivých

3.3. VYUŽITÍ POVRCHOVÝCH PLAZMONOVÝCH POLARITONŮ

fotodetektorů benefitujících z přirozených vlastností dichalkogenidů přechodových kovů, ať je to provoz za pokojových teplot nebo operace ve viditelném záření.

Pro struktury využívající monovrstvu sulfidu wolframičitého bylo ukázáno, že ač zatím nebyl tento materiál v kontextu hybridních plazmon-excitonových systémů zkoumán tolik, jako například MoS_2 , také nabízí široké možnosti využití díky maximální hodnotě faktoru zesílení absorpce činící $\eta = 4,74$, tedy mírně více, než v případě struktury umístěné na monovrstvě sulfidu molybdeničitého.

3.3. Využití povrchových plazmonových polaritonů

Hybridní systémy využívající monovrstvy TMDC a plazmonické struktury umožňující vznik povrchových plazmonových polaritonů zatím nebyly téměř studovány. Článek zabývající se strukturou, jež byla zvolena pro optimalizaci v této části práce, byl zaměřen především na modelové situace možností kombinace plazmonických struktur a vrstev dichalkogenidů přechodových kovů a přestože byla v těchto systémech vyhodnocována absorpance, konkrétní stanovení možností zesílení absorpce v monovrstvě je spíše druhotným výsledkem zmíněné práce. Podobně jako u struktur zkoumaných v předchozí části této práce byly zvoleny monovrstvy sulfidu molybdeničitého a sulfidu wolframičitého, a to především proto, že vrstva MoS_2 byla využita v původním článku, z něž byla převzata optimalizovaná struktura a tedy lze jednoduše posoudit výsledky této práce. Monovrstva WS_2 byla opět zvolena proto, že v době přípravy této práce tento materiál v kontextu systémů využívajících SPP zatím nebyl zkoumán.

Pro optimalizaci systému vazby mezi excitony v monovrstvách dichalkogenidů přechodových kovů a povrchovými plazmonovými polaritony byla zvolena struktura z článku [45] (viz obr. 2.8). Jedná se o jednorozměrné zlaté drážkování, na němž je umístěna monovrstva vybraného TMDC.

Podmínka vybuzení povrchových plazmonových polaritonů na 1D drážkování má následující tvar:

$$\left| k_0 \sin(\theta) + \frac{2\pi m}{\Lambda} \right| = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}, \quad (3.4)$$

kde k_0 je vlnové číslo dopadajícího záření, θ je úhel dopadu záření, m je difrakční řád vzniklého polaritonu, Λ je perioda drážkování, ε_m je dielektrická funkce kovu a ε_d je dielektrická funkce dielektrika.

Pro kolmý dopad záření a první difrakční řád tento vztah přejde do tvaru

$$\left| \frac{2\pi}{\Lambda} \right| \approx \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}, \quad (3.5)$$

kde λ je vlnová délka budícího záření. V článku [45] byla navíc simulovaná struktura navržena tak, že hodnota odmocniny ve vztahu 3.5 se blížila jedničce, tedy tento vztah přešel do jednoduchého tvaru $\Lambda \approx \lambda$. Pro $\Lambda = 550$ nm byla naměřena rezonance na $\lambda = 551$ nm a pro $\Lambda = 600$ nm byla naměřena rezonance na $\lambda = 600$ nm.

Pro vyhodnocení optimalizace těchto struktur byly zavedeny tři různé faktory zesílení absorpce. Nejprve byl vyhodnocován faktor zesílení η_1 srovnávající absorbovaný výkon na jednotku objemu v monovrstvě umístěné na zlatém drážkování a absorbovaný výkon v

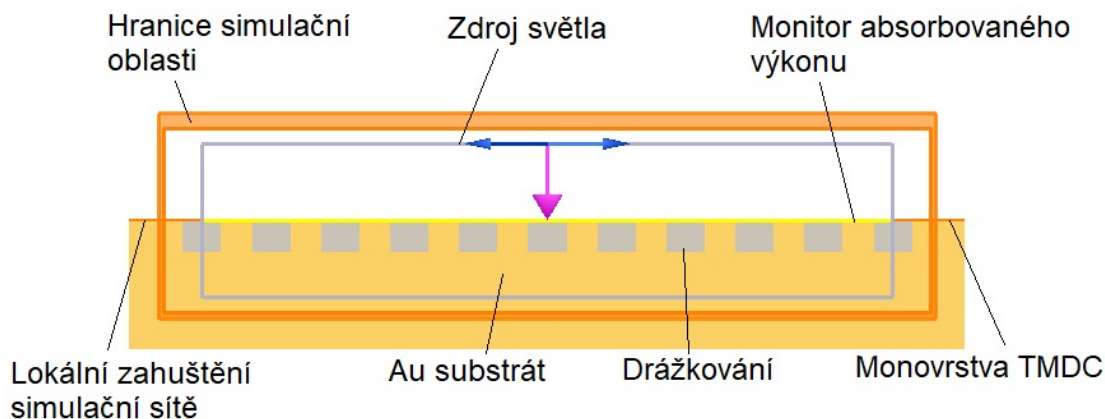
3. OPTIMALIZACE VYBRANÝCH PŘÍPADŮ PLAZMON-EXCITONOVÝCH SYSTÉMŮ

osamocené monovrstvě. Druhým zkoumaným faktorem byl faktor zesílení η_2 , daný podílem absorbovaného výkonu v monovrstvě na zlatém drážkování a absorbovaného výkonu v monovrstvě umístěné na hladkém zlatém substrátu. Poslední faktor zesílení η_3 porovnává výkon absorbovaný v celé struktuře monovrstva+drážkování a výkon absorbovaný ve struktuře monovrstva+zlatý substrát.

Základní rozměry hloubky drážky a šířky výstupku byly zvoleny stejně jako ve výchozím článku, tedy $h = 200$ nm a $b = 200$ nm. Optimalizace rezonancí této struktury byla prováděna pomocí změny šířky drážky a . Příčný rozměr struktury byl zvolen $y = 500$ nm. Tyto rozměry jsou naznačeny na obrázku 2.8.

Vzhledem k tomu, že se jedná o jednorozměrné drážkování, lze tyto struktury optimalizovat pomocí dvojrozměrných simulací. Jejich výraznou výhodou oproti 3D simulacím je řádově nižší počet simulačních buněk a tedy i výpočetní a časová náročnost. Z těchto důvodů bylo kritérium automatického ukončení simulace při dosažení konkrétní hodnoty zbytkové energie ponecháno na hodnotě 10^{-7} jako v případě LSP a hustota simulační sítě byla nastavena na nejvyšší možnou hodnotu, tedy 8.

Samotné simulace byly navrženy následovně: šířka simulační oblasti činila $5\text{ }\mu\text{m}$, do ní byl umístěn zdroj světla stejného druhu a parametrů jako v případě soustav stříbrných nanodisků - tedy Total field-Scattered field zdroj ve frekvenčním rozsahu $\lambda = (400 - 800)$ nm a jeho šířka byla zvolena $4,5\text{ }\mu\text{m}$. Přes monovrstvu bylo opět umístěno lokální zahuštění sítě s maximálním rozměrem $0,175$ nm a monitor absorbovaného výkonu pro vyhodnocení zesílení absorpce v monovrstvě. Dále byl do struktury umístěn druhý monitor absorbovaného výkonu, pokrývající nejen monovrstvu, ale také samotné zlaté drážkování. Oba monitory měly stejnou šířku jako zdroj světla, tedy $4,5\text{ }\mu\text{m}$. Rozvržení simulační oblasti je naznačeno na obrázku 3.14.



Obrázek 3.14: Schematické znázornění simulační oblasti a rozmístění prvků simulace.

V případě obou zkoumaných materiálů byla optimalizace navržena stejně. Perioda drážkování byla měněna v rozsahu $\Lambda = (450 - 700)$ nm s krokem 10 nm s tím, že šířka výstupku mezi drážkami byla ve všech případech zachována na hodnotě $b = 200$ nm.

3.3.1. Simulace a optimalizace 1D Au drážkování a monovrstvy MoS₂

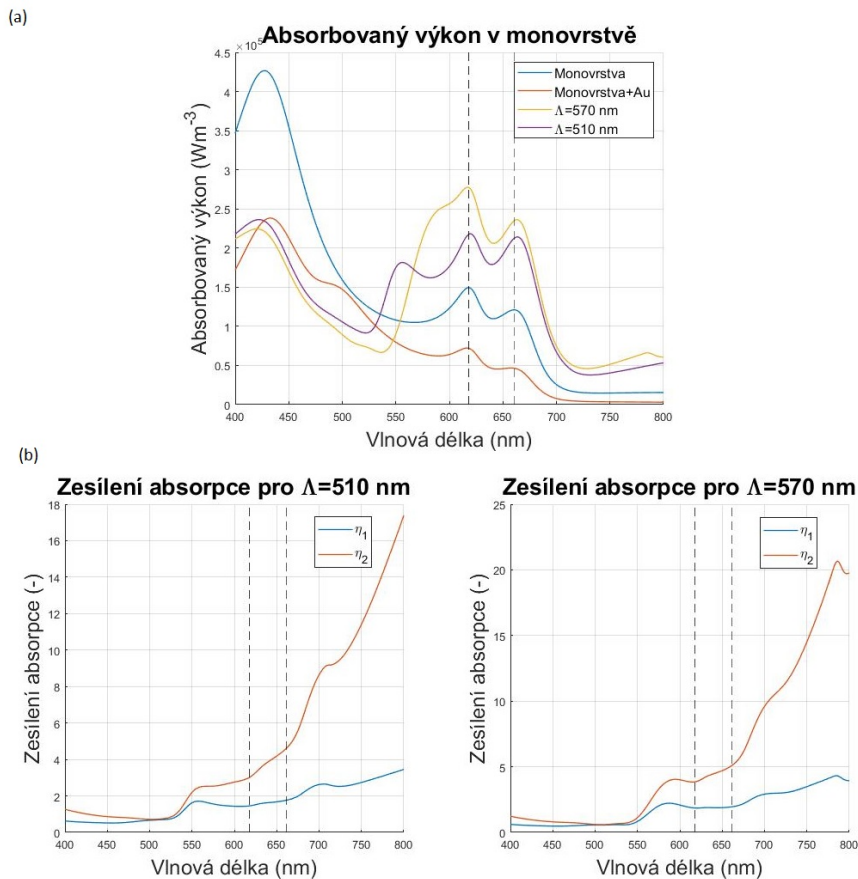
Podobně jako v první sekci praktické části byla optimalizace zaměřena na zesílení absorpce na spektrálních hladinách X_A a X_B excitonů, které v sulfidu molybdeničitém leží na vlnových délkách $\lambda_A = 661$ nm a $\lambda_B = 618$ nm.

Nejvyšší hodnoty faktorů zesílení η_1 a η_2 na hladině neutrálního X_A excitonu dosáhla struktura s periodou $\Lambda = 570$ nm. Zesílení absorpce ve srovnání s osamocenou monovrstvou zde nabylo hodnoty $\eta_1 = 2,18$ a faktor zesílení oproti monovrstvě umístěné na substrátu činil $\eta_2 = 4,04$. Srovnání absorbovaného výkonu v celé struktuře ukázalo, že největšího zesílení zde dosáhla struktura drážkování s periodou $\Lambda = 630$ nm, a to $\eta_3 = 2,45$.

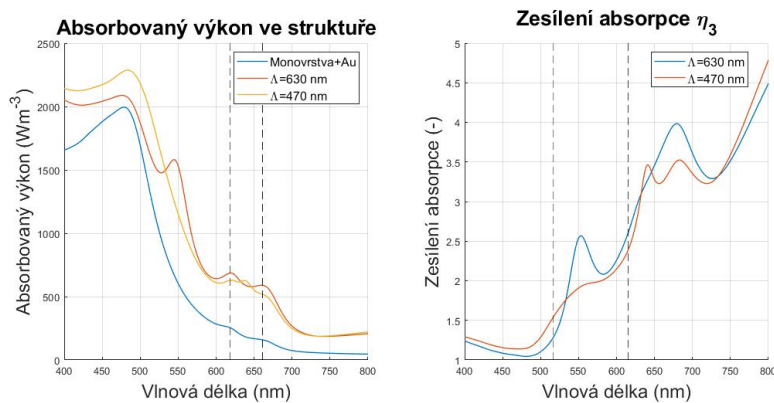
Optimalizace zesílení na hladině X_B excitonu ukázala, že faktory η_1 a η_2 nabývají nejvyšší hodnoty ve struktuře s periodou drážkování $\Lambda = 510$ nm. Konkrétní hodnoty faktorů zesílení zde činily $\eta_1 = 1,62$ a $\eta_2 = 2,19$. Srovnání absorpce celé struktury a monovrstvy na hladkém substrátu vykazovalo nejvyšší hodnotu faktoru zesílení η_3 pro periodu $\Lambda = 470$ nm, kde byla absorpce zesílena faktorem $\eta_3 = 1,14$.

Obrázek 3.15 srovnává průměrnou hodnotu absorbovaného výkonu na jednotku objemu v monovrstvě pro samotnou monovrstvu, monovrstvu umístěnou na zlatém substrátu a struktury vykazující největší zesílení na spektrálních pozicích obou excitonů. Na obrázku 3.16 je porovnán celkový absorbovaný výkon ve strukturách vykazujících nejvyšší hodnoty faktoru η_3 a ve zlatém substrátu, na němž je umístěna monovrstva MoS₂.

3. OPTIMALIZACE VYBRANÝCH PŘÍPADŮ PLAZMON-EXCITONOVÝCH SYSTÉMŮ



Obrázek 3.15: (a) Srovnání absorbovaného výkonu v monovrstvě pro osamocenou monovrstvu MoS₂, monovrstvu umístěnou na zlatém substrátu a struktury s periodou 570 nm a 510 nm. (b) Spektrální průběhy faktorů zesílení absorpce v monovrstvě pro drážkování s periodou 510 nm a 570 nm. Černé čárkované čáry značí spektrální pozice neutrálních excitonů v sulfidu molybdeničitém.



Obrázek 3.16: Srovnání celkového absorbovaného výkonu ve struktuře monovrstvy sulfidu molybdeničitého umístěné na zlatém substrátu a ve strukturách s periodou 630 nm a 470 nm a spektrální průběhy faktorů zesílení absorpce pro tyto dvě struktury. Černé čárkované čáry značí polohy neutrálních X_A a X_B excitonů.

3.3. VYUŽITÍ POVRCHOVÝCH PLAZMONOVÝCH POLARITONŮ

3.3.2. Simulace a optimalizace 1D Au drážkování a monovrstvy WS₂

Hlavním cílem optimalizace struktur s monovrstvou sulfidu wolframičitého byla opět maximalizace hodnot výše zmíněných faktorů zesílení absorpce na hladinách neutrálních X_A a X_B excitonů, které mají v monovrstvách WS₂ spektrální polohy $\lambda_A = 615$ nm a $\lambda_B = 517$ nm.

Na spektrální pozici X_A excitonu dosáhla nejvyšších hodnot faktorů η_1 a η_2 struktura s drážkováním o periodě $\Lambda = 510$ nm, a to $\eta_1 = 1,64$ a $\eta_2 = 2,19$. Faktor η_3 byl maximalizován ve struktuře s periodou $\Lambda = 630$ nm a činil zde $\eta_3 = 2,60$.

Optimalizace faktorů zesílení absorpce v monovrstvě (tedy η_1 a η_2) na hladině X_B excitonu ukázala, že v rámci optimalizačního intervalu pro drážkování zvoleného v této práci nedochází k zesílení absorpce v žádné zkoumané struktuře. Nejvyšších hodnot těchto faktorů zde dosáhla struktura periody $\Lambda = 450$ nm, kde $\eta_1 = 0,57$ a $\eta_2 = 0,91$. Při zkoumání zesílení celkové absorpce struktury však k mírnému zesílení došlo, a maximální hodnota tohoto faktoru činila $\eta_3 = 1,15$ pro strukturu s drážkováním o periodě $\Lambda = 470$ nm.

Při pohledu na výsledky optimalizace zesílení absorpce v monovrstvě na hladině X_B excitonu je patrné, že nejvyššího zesílení dosáhla struktura na samé hranici optimalizačního intervalu a lze tedy vyvodit, že by bylo teoreticky možné nalézt strukturu, kde hodnoty faktorů η_1 a η_2 nabývají hodnot vyšších než 1 při posunutí optimalizačního intervalu periody drážkování do rozměrů nižších než 450 nm.

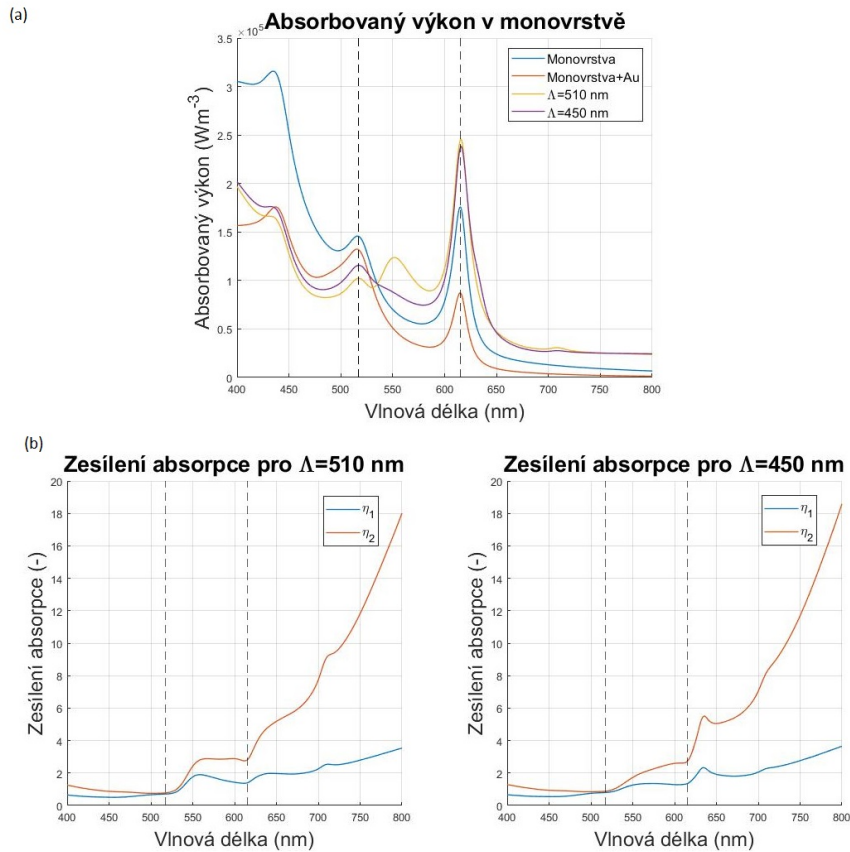
Dále se zde projevuje přítomnost mezipásového přechodu ve zlatě na vlnové délce $\lambda \approx 550$ nm. Ten způsobuje značnou absorpci dopadajícího záření o nižších vlnových délkách a tedy v této spektrální oblasti výrazně potlačuje plazmonické vlastnosti zlata. Přítomnost mezipásového přechodu je patrná na grafu 3.18, kde struktura s periodou $\Lambda = 630$ nm absorpci na tomto přechodu zesílila. Obrázek 3.17 demonstrovuje fakt, že pod $\lambda = 550$ nm je zlato plazmonicky neaktivní.

V rámci této práce však nebyla nalezena struktura budící povrchové plazmonové polaritony, která by zesilovala absorpci dopadajícího záření v monovrstvě sulfidu wolframičitého na spektrální pozici neutrálního X_B excitonu.

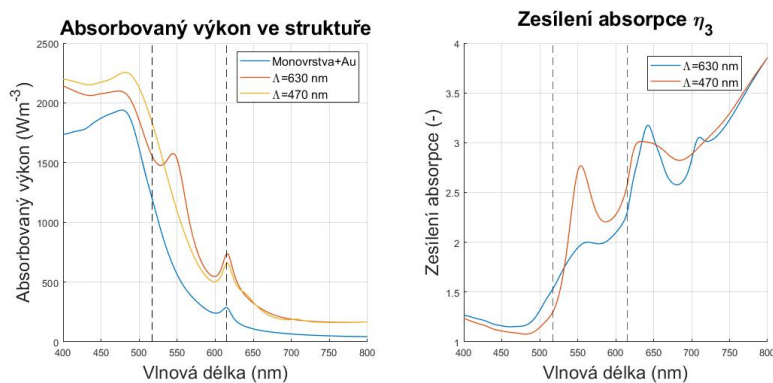
Graf na obrázku 3.17 ukazuje spektrální závislost průměrné hodnoty absorbovaného výkonu na jednotku objemu v monovrstvě pro osamocenou vrstvu sulfidu wolframičitého, stejnou monovrstvu umístěnou na zlatém substrátu a monovrstvu umístěnou na drážkovaných s periodou Λ , pro něž dosahovaly faktory η_1 a η_2 nejvyšších hodnot.

Podobně jako u optimalizace struktury s monovrstvou MoS₂ je v grafu na obrázku 3.18 vynesena spektrální závislost celkového absorbovaného výkonu ve strukturách maximalizujících hodnoty faktoru η_3 a ve struktuře složené z hladkého zlatého substrátu, na němž byla umístěna monovrstva WS₂.

3. OPTIMALIZACE VYBRANÝCH PŘÍPADŮ PLAZMON-EXCITONOVÝCH SYSTÉMŮ



Obrázek 3.17: (a) Srovnání absorbovaného výkonu v monovrstvě pro osamocenou monovrstvu WS_2 , monovrstvu umístěnou na zlatém substrátu a struktury s periodou 510 nm a 450 nm. (b) Spektrální průběhy faktorů zesílení absorpce v monovrstvě pro struktury s periodou drážkování 510 nm a 450 nm. Černé čárkované čáry značí spektrální pozice neutrálních excitonů v sulfidu wolframičitém.



Obrázek 3.18: Srovnání celkového absorbovaného výkonu ve struktuře monovrstvy sulfidu wolframičitého umístěné na zlatém substrátu a ve strukturách s periodou 630 nm a 470 nm a spektrální průběhy faktorů zesílení absorpce v celém objemu pro tyto dvě struktury. Černé čárkované čáry značí polohy neutrálních X_A a X_B excitonů.

Optimalizace periody drážkování na strukturách podporujících vznik povrchových plazmonových polaritonů překrytých monovrstvou sulfidu molybdeničitého ukázala, že při vhodné volbě rozměrů struktury tyto hybridní systémy svou schopností zesílení absorpce

3.3. VYUŽITÍ POVRCHOVÝCH PLAZMONOVÝCH POLARITONŮ

konkurují hybridním systémům využívajícím lokalizované povrchové plazmony studovaným v první sekci praktické části této práce. Vzhledem ke schopnosti šíření po rozhraní, která je inherentní vlastností povrchových plazmonových polaritonů, však nabízí širší možnosti využití - jmenovitě například kombinaci přesných fotodetektorů a způsobů přenosu informace na krátké vzdálenosti. Tato práce dosáhla odlišných výsledků ve srovnání s výchozím článkem, ať už se jedná o odlišnou závislost rezonanční vlnové délky plazmonových polaritonů na periodě drážkování nebo dosažené zesílení celkové absorpce. Toto však mohlo být způsobeno výrazně odlišnou geometrií simulovaných struktur.

Zkoumání stejných veličin u hybridních plazmon-polariton-excitonových systémů využívajících monovrstvu sulfidu wolframičitého však ukázalo, že v rámci optimalizace provedené v této práci jsou možnosti těchto systémů značně limitovány ve srovnání s ostatními strukturami zkoumanými v této práci. Kromě poměrně nízkých hodnot dosaženého zesílení na pozici X_A excitonu také proto, že v rámci zvoleného materiálu drážkování a optimalizačního intervalu nebylo zjištěno zesílení absorpce v monovrstvě WS_2 na hladině neutrálního X_B excitonu.

4. Závěr a diskuse dosažených výsledků

Tato práce byla zaměřena na využití monovrstev dichalkogenidů přechodových kovů v plazmonice.

V teoretické části byly nejprve vymezeny základní pojmy a principy vztahující se k dichalkogenidům přechodových kovů, jejich monovrstvám a plazmonickým systémům využívajícím tyto materiály. Poté byly ve stručnosti představeny optické vlastnosti čtyř vybraných materiálů, a to sulfidu molybdeničitého (MoS_2), selenidu molybdeničitého (MoSe_2), sulfidu wolframičitého (WS_2) a selenidu wolframičitého (WSe_2). V závěru teoretické části práce byly představeny a shrnuty hybridní plazmon-exitonové systémy využívající vazby mezi monovrstvami TMDC a soustavami plazmonických nanostruktur podporujících lokalizované povrchové plazmony, jmenovitě soustavy zlatých a stříbrných nanodisků, soustavy motýlkových antén a zlaté nanosféry a byl detailně představen hybridní systém monovrstvy a jednorozměrného zlatého drážkování podporujícího vznik povrchových plazmonových polaritonů.

Praktická část práce byla zaměřena na simulaci a optimalizaci zesílení absorpce v monovrstvě η pro dva vybrané systémy uvedené v teoretické části práce spojující monovrstvy TMDC a plazmonické struktury. Kromě faktoru zesílení absorpce v monovrstvě bylo v případě systému využívajícího lokalizované povrchové plazmony také vyhodnocováno zesílení kvadrátu elektrického pole v monovrstvě vyvolané přítomností nanostruktur α a v případě struktury využívající povrchové plazmonové polaritony bylo vyhodnocováno zesílení výkonu dopadajícího záření absorbovaného v celé struktuře. Tato optimalizace byla prováděna pro viditelnou a blízkou infračervenou oblast světla, konkrétně $\lambda = (400 - 800)$ nm. Nejprve byla pro optimalizaci zvolena soustava devíti stříbrných nanodisků umístěných na monovrstvě MoS_2 a WS_2 .

Ač vykazují oba zkoumané materiály celkem tři excitonové přechody, optimalizace rozměrů struktur za cílem maximalizace faktorů zesílení byla zaměřena pouze na neutrální X_A a X_B excitony.

Pro soustavu stříbrných nanodisků umístěných na monovrstvě sulfidu molybdeničitého byly nejprve zvoleny optimalizační intervaly průměru antén a mřížkové konstanty $d = (125 - 155)$ nm s krokem 5 nm a $a = (430 - 490)$ nm s krokem 10 nm. Maximálních hodnot zesílení absorpce i kvadrátu elektrického pole v monovrstvě bylo dosaženo ve strukturách na hranicích těchto optimalizačních intervalů, proto byly tyto intervaly několikrát posunuty, nejprve na hodnoty $d = (115 - 145)$ nm a $a = (400 - 460)$ nm a poté na $d = (120 - 150)$ nm a $a = (360 - 420)$ nm. Zde bylo dosaženo nejvyšší hodnoty faktorů zesílení absorpce i kvadrátu pole v monovrstvě na hladině X_A excitonu ve struktuře s průměrem antén $d = 135$ nm a vzdáleností jejich středů $a = 380$ nm. Faktory zesílení zde činily $\eta = 4,58$ a $\alpha = 3,00$. Při optimalizaci faktorů zesílení na spektrální pozici X_B excitonu bylo maximálních hodnot ($\eta = 2,90$; $\alpha = 2,97$) dosaženo ve struktuře s rozměry $d = 120$ nm a $a = 360$ nm.

Pro analogický hybridní systém využívající monovrstvu sulfidu wolframičitého byly na základě hrubých optimalizací zvoleny výchozí hodnoty průměru antén $d = 160$ nm a vzdálenosti jejich středů $a = 260$ nm, z nichž byly sestaveny prvotní optimalizační intervaly $d = (145 - 175)$ nm s krokem 5 nm pro průměr antén a $a = (230 - 290)$ nm s krokem 10 nm pro jejich vzdálenost. Oba vyhodnocované faktory zesílení zde opět dosáhly svých maxi-

málních hodnot ve strukturách na hranici optimalizačního intervalu, který byl proto dvakrát posunut. Nejprve na hodnoty $d = (130 - 160)$ nm s krokem 5 nm a $a = (260 - 320)$ nm s krokem 10 nm a následně na $d = (110 - 140)$ nm a $a = (300 - 360)$ nm se stejnými kroky. Pro oba tyto posunutí optimalizační intervaly vykázaly maximální hodnoty faktorů zesílení struktury s rozměry ležícími na hranici optimalizace. Proto byl interval posunut naposledy, a to na rozměry $d = (100 - 130)$ nm a $a = (350 - 410)$ nm. Při této optimalizaci byly na spektrální hladině neutrálního X_A excitonu naměřeny nejvyšší hodnoty faktoru zesílení ve struktuře s průměrem antén 120 nm a vzdáleností jejich středů 360 nm, kde konkrétní hodnoty faktorů zesílení činily $\eta = 4,74$ a $\alpha = 4,83$. Optimalizace zesílení na pozici X_B excitonu vykázala nejvyšší hodnoty zesílení ve struktuře s rozměry $d = 110$ nm a $a = 300$ nm, a to $\eta = 1,84$ a $\alpha = 2,71$.

Druhá sekce praktické části byla zaměřena na optimalizaci periody jednorozměrného zlatého drážkování, na němž byla položena monovrstva sulfidu molybdeničitého a sulfidu wolframičitého. Optimalizační interval period byl pro oba zkoumané materiály zvolen stejně, a to $\Lambda = (450 - 700)$ nm s krokem 10 nm. Zde byly vyhodnocovány tři faktory zesílení průměrné hodnoty absorbovaného výkonu na jednotku objemu, a to η_1 , srovnávající absorbovaný výkon v monovrstvě umístěné na zmíněném drážkování s absorbovaným výkonem v osamoceně monovrstvě, η_2 srovnávající absorpci v monovrstvě na struktuře s absorbovaným výkonem v monovrstvě umístěné na hladkém zlatém substrátu a η_3 srovnávající průměrný výkon absorbovaný v celé zkoumané struktuře s výkonem absorbovaným ve struktuře monovrstvy umístěné na hladkém substrátu.

Skloubení zlatého drážkování s monovrstvou MoS_2 ukázalo na hladině neutrálního X_A excitonu nejvyšší hodnoty faktorů zesílení absorpce v monovrstvě pro strukturu s periodou $\Lambda = 570$ nm, kde hodnoty faktorů činily $\eta_1 = 2,18$ a $\eta_2 = 4,04$. Nejvyššího zesílení celkové absorpce bylo dosaženo ve struktuře s periodou $\Lambda = 630$ nm, a to $\eta_3 = 2,45$. Optimalizace zaměřená na spektrální pozici X_B excitonu vykázala nejvyšší hodnoty faktorů η_1 a η_2 pro strukturu s $\Lambda = 510$ nm, kde tyto faktory nabývaly hodnot $\eta_1 = 1,62$ a $\eta_2 = 2,19$. Faktor zesílení absorpce v celém objemu struktury dosáhl své maximální hodnoty pro strukturu periody $\Lambda = 470$ nm, kde činil $\eta_3 = 1,14$.

Stejný systém, nyní s monovrstvou WS_2 , dosahoval na zvoleném optimalizačním intervalu nižších hodnot než předchozí příklad. Vyhodnocování faktorů zesílení absorpce na hladině X_A excitonu ukázalo, že největší zesílení absorpce v monovrstvě nastalo ve struktuře s periodou $\Lambda = 510$ nm, kde příslušné faktory zesílení dosáhly hodnot $\eta_1 = 1,64$ a $\eta_2 = 2,19$. Celkovou absorpci nejvíce zesilovala struktura s periodou 630 nm, faktor zesílení absorpce zde činil $\eta_3 = 2,60$. Na spektrální poloze neutrálního X_B nebylo pro žádnou zkoumanou strukturu z optimalizačního intervalu naměřeno zesílení absorpce v monovrstvě, kde nejvyšších hodnot faktorů zesílení dosáhla struktura s periodou $\Lambda = 450$ nm. Faktory zesílení absorpce v monovrstvě zde dosáhly hodnot $\eta_1 = 0,57$ a $\eta_2 = 0,91$. Faktor zesílení absorpce v celém objemu ovšem hodnotu 1 překonal, a pro strukturu s periodou 470 nm činil $\eta_3 = 1,15$. Tento pokles absorpce byl způsoben přítomností mezipásového přechodu ve zlatě na spektrální pozici $\lambda \approx 550$ nm, který způsobuje značnou absorpci fotonů kratších vlnových délek. To ve svém důsledku způsobuje, že pro vlnové délky menší než $\lambda = 550$ nm je využití zlata v plazmonických aplikacích minimální. Proto by pro optimalizaci zesílení absorbovaného výkonu na hladině neutrálního excitonu X_B v monovrstvě sulfidu wolframičitého, ležícího na spektrální pozici $\lambda = 517$ nm, bylo vhodnější využití jiného plazmonicky aktivního materiálu, než je zlato.

4. ZÁVĚR A DISKUSE DOSAŽENÝCH VÝSLEDKŮ

Monovrstvy dichalkogenidů přechodových kovů nabízí široké možnosti využití ve vědě i praxi díky tomu, že procesy absorpce a reemise u nich nastávají ve viditelné oblasti a že tyto procesy nastávají i za pokojových teplot. Toto je pro monovrstvy TMDC výrazný benefit oproti ostatním excitonickým materiálům, které bývají limitovány právě provozní teplotou nebo spektrální oblastí.

V hybridních systémech využívajících lokalizované povrchové plazmony bylo při použití monovrstvy MoS_2 dosaženo zesílení absorpce v monovrstvě přesahujícího hodnotu $\eta = 4,5$. V kombinaci s hodnotou zesílení zpětně emitovaného záření z monovrstvy v identickém systému nabývající hodnoty 12 tento fakt nabízí široké možnosti využití těchto hybridních struktur ve velmi přesné senzorice, neboť při vhodné kombinaci geometrií antén lze dosáhnout celkového zesílení absorpce a reemise přesahujícího hodnotu $50\times$. Dále by bylo potenciálně možné dosáhnout vyššího zesílení s pomocí změny dielektrické funkce okolí, tedy v případě těchto struktur například změnou tloušťky vrstvy oxidu křemičitého umístěné na křemíkovém substrátu.

Podobné výsledky vykazují i systémy stříbrných nanoantén s monovrstvou sulfidu wolframičitého, kde bylo dosaženo ještě vyšší hodnoty zesílení absorpce než v případě monovrstvy MoS_2 . Tento poznatek vybízí k bližšímu zkoumání tohoto materiálu, jelikož z dichalkogenidů přechodových kovů v kombinaci s plazmonickými systémy není WS_2 tak detailně šetřen jako MoS_2 nebo WSe_2 . Lze však vyvodit, že tento materiál může také nalézt své využití v nejrůznějších odvětvích nanofotoniky a nanověd obecně.

Tato práce se zaměřovala především na faktory zesílení na hladinách neutrálních X_A excitonů, ovšem tyto systémy vykazují slibné výsledky zesílení i na pozicích X_B excitonů. Pro přesnější pochopení možností těchto hybridních systému je však zapotřebí bližší studium chování soustav plazmonických struktur a monovrstev dichalkogenidů přechodových kovů.

Kombinace systémů podporujících vznik povrchových plazmonových polaritonů a monovrstev dichalkogenidů přechodových kovů ukázala, že i v těchto hybridních plazmon-excitonových soustavách lze dosáhnout značného zesílení absorpce. Jeho nižší dosažené hodnoty ve srovnání se systémy využívajícími lokalizované povrchové plazmony jsou však vyváženy širšími možnostmi využití SPP, jako je například přenos informací na krátké vzdálenosti.

Literatura

- [1] WANG, Qing Hua, Kourosh KALANTAR-ZADEH, Andras KIS, Jonathan N. COLEMAN a Michael S. STRANO. Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides. *Nature Nanotechnology* [online]. 2012, **7**(11), 699-712 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1748-3387. Dostupné z: doi:10.1038/nnano.2012.193
- [2] MANZELI, Sajede, Dmitry OVCHINNIKOV, Diego PASQUIER, Oleg V. YAZYEV a Andras KIS. 2D transition metal dichalcogenides. *Nature Reviews Materials* [online]. 2017, **2**(8) [cit. 2021-5-11]. ISSN 2058-8437. Dostupné z: doi:10.1038/natrev-mats.2017.33
- [3] XU, Xiaodong, Wang YAO, Di XIAO a Tony F. HEINZ. Spin and pseudospins in layered transition metal dichalcogenides. *Nature Physics* [online]. 2014, **10**(5), 343-350 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1745-2473. Dostupné z: doi:10.1038/nphys2942
- [4] HU, Fengrui a Zhe FEI. Recent Progress on Exciton Polaritons in Layered Transition-Metal Dichalcogenides. *Advanced Optical Materials* [online]. 2020, **8**(5) [cit. 2021-5-11]. ISSN 2195-1071. Dostupné z: doi:10.1002/adom.201901003
- [5] CALDWELL, Joshua D., Lucas LINDSAY, Vincenzo GIANNINI, Igor VURGAFTMAN, Thomas L. REINECKE, Stefan A. MAIER a Orest J. GLEMBOCKI. Low-loss, infrared and terahertz nanophotonics using surface phonon polaritons. *Nanophotonics* [online]. 2015, **4**(1), 44-68 [cit. 2021-5-11]. ISSN 2192-8614. Dostupné z: doi:10.1515/nanoph-2014-0003
- [6] BASOV, D. N., M. M. FOGLER a F. J. GARCIA DE ABAJO. Polaritons in van der Waals materials. *Science* [online]. 2016, **354**(6309), aag1992-aag1992 [cit. 2021-5-11]. ISSN 0036-8075. Dostupné z: doi:10.1126/science.aag1992
- [7] BÖER, Karl W. a Udo W. POHL. Excitons. BÖER, Karl W. a Udo W. POHL. *Semiconductor Physics* [online]. Cham: Springer International Publishing, 2014, 2015-12-17, s. 1-41 [cit. 2021-5-17]. ISBN 978-3-319-06540-3. Dostupné z: doi:10.1007/978-3-319-06540-3_14 – 1
- [8] BHATTACHARYA, Pallab, Roberto FORNARI a Hiroshi KAMIMURA, ed. *Comprehensive semiconductor science and technology*. Amsterdam: Elsevier, c2011. ISBN 978-0-444-53141-8.
- [9] WILLETS, Katherine A. a Richard P. VAN DUYNE. Localized Surface Plasmon Resonance Spectroscopy and Sensing. *Annual Review of Physical Chemistry* [online]. 2007, **58**(1), 267-297 [cit. 2021-5-11]. ISSN 0066-426X. Dostupné z: doi:10.1146/annurev.physchem.58.032806.104607
- [10] BASOV, D. N., M. M. FOGLER a F. J. GARCIA DE ABAJO. Polaritons in van der Waals materials. *Science* [online]. 2016, **354**(6309), aag1992-aag1992 [cit. 2021-5-11]. ISSN 0036-8075. Dostupné z: doi:10.1126/science.aag1992
- [11] LOW, Tony, Andrey CHAVES, Joshua D. CALDWELL, et al. Polaritons in layered two-dimensional materials. *Nature Materials* [online]. 2017, **16**(2), 182-194 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1476-1122. Dostupné z: doi:10.1038/nmat4792

- [12] MAIER, Stefan A. *Plasmonics: fundamentals and applications*. New York: Springer, 2007. ISBN 978-0-387-33150-8.
- [13] MATSUURA, J., M. FUKUI a O. TADA. ATR mode of surface magnon polaritons on YIG. *Solid State Communications* [online]. 1983, **45**(2), 157-160 [cit. 2021-5-11]. ISSN 00381098. Dostupné z: doi:10.1016/0038-1098(83)90366-6
- [14] STINSON, H. T., J. S. WU, B. Y. JIANG, et al. Infrared nanospectroscopy and imaging of collective superfluid excitations in anisotropic superconductors. *Physical Review B* [online]. 2014, **90**(1) [cit. 2021-5-11]. ISSN 1098-0121. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevB.90.014502
- [15] CHRISTOPOULOS, S., G. Baldassarri Höger VON HÖGERSTHAL, A. J. D. GRUNDY, et al. Room-Temperature Polariton Lasing in Semiconductor Microcavities. *Physical Review Letters* [online]. 2007, **98**(12) [cit. 2021-5-11]. ISSN 0031-9007. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevLett.98.126405
- [16] CHICHIBU, S. F., T. SOTA, G. CANTWELL, D. B. EASON a C. W. LITTON. Polarized photoreflectance spectra of excitonic polaritons in a ZnO single crystal. *Journal of Applied Physics* [online]. 2003, **93**(1), 756-758 [cit. 2021-5-11]. ISSN 0021-8979. Dostupné z: doi:10.1063/1.1527707
- [17] LIDZEY, D. G., D. D. C. BRADLEY, M. S. SKOLNICK, T. VIRGILI, S. WALKER a D. M. WHITTAKER. Strong exciton-photon coupling in an organic semiconductor microcavity. *Nature* [online]. 1998, **395**(6697), 53-55 [cit. 2021-5-11]. ISSN 0028-0836. Dostupné z: doi:10.1038/25692
- [18] KRASNOK, Alex, Sergey LEPESHOV a Andrea ALÚ. Nanophotonics with 2D transition metal dichalcogenides [Invited]. *Optics Express* [online]. 2018, 26(12) [cit. 2021-5-11]. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.26.015972
- [19] XIA, Fengnian, Han WANG, Di XIAO, Madan DUBEY a Ashwin RAMASUBRAMANIAM. Two-dimensional material nanophotonics. *Nature Photonics* [online]. 2014, **8**(12), 899-907 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1749-4885. Dostupné z: doi:10.1038/nphoton.2014.271
- [20] ZHAO, Weijie, Zohreh GHORANNEVIS, Leiqiang CHU, Minglin TOH, Christian KLOC, Ping-Heng TAN a Goki EDA. Evolution of Electronic Structure in Atomically Thin Sheets of WS₂ and WSe₂. *ACS Nano* [online]. 2012, **7**(1), 791-797 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1936-0851. Dostupné z: doi:10.1021/nn305275h
- [21] ZHANG, Chendong, Amber JOHNSON, Chang-Lung HSU, Lain-Jong LI a Chih-Kang SHIH. Direct Imaging of Band Profile in Single Layer MoS₂ on Graphite: Quasiparticle Energy Gap, Metallic Edge States, and Edge Band Bending. *Nano Letters* [online]. 2014, **14**(5), 2443-2447 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/nl501133c
- [22] UGEDA, Miguel M., Aaron J. BRADLEY, Su-Fei SHI, et al. Giant bandgap renormalization and excitonic effects in a monolayer transition metal dichalcogenide semiconductor. *Nature Materials* [online]. 2014, **13**(12), 1091-1095 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1476-1122. Dostupné z: doi:10.1038/nmat4061

- [23] CHERNIKOV, Alexey, Timothy C. BERKELBACH, Heather M. HILL, et al. Exciton Binding Energy and Nonhydrogenic Rydberg Series in Monolayer WS₂. *Physical Review Letters* [online]. 2014, **113**(7) [cit. 2021-5-11]. ISSN 0031-9007. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevLett.113.076802
- [24] YE, Ziliang, Ting CAO, Kevin O'BRIEN, Hanyu ZHU, Xiaobo YIN, Yuan WANG, Steven G. LOUIE a Xiang ZHANG. Probing excitonic dark states in single-layer tungsten disulphide. *Nature* [online]. 2014, **513**(7517), 214-218 [cit. 2021-5-11]. ISSN 0028-0836. Dostupné z: doi:10.1038/nature13734
- [25] PEIMYOO, Namphung, Jingzhi SHANG, Chunxiao CONG, Xiaonan SHEN, Xiangyang WU, Edwin K. L. YEOW a Ting YU. Nonblinking, Intense Two-Dimensional Light Emitter: Monolayer WS₂ Triangles. *ACS Nano* [online]. 2013, **7**(12), 10985-10994 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1936-0851. Dostupné z: doi:10.1021/nm4046002
- [26] PARK, Soohyung, Niklas MUTZ, Thorsten SCHULTZ, et al. Direct determination of monolayer MoS₂ and WSe₂ exciton binding energies on insulating and metallic substrates. *2D Materials* [online]. 2018, **5**(2) [cit. 2021-5-11]. ISSN 2053-1583. Dostupné z: doi:10.1088/2053-1583/aaa4ca
- [27] STEINHOFF, A., M. FLORIAN, M. RÖSNER, G. SCHÖNHOF, T. O. WEHLING a F. JAHNKE. Exciton fission in monolayer transition metal dichalcogenide semiconductors. *Nature Communications* [online]. 2017, **8**(1) [cit. 2021-5-11]. ISSN 2041-1723. Dostupné z: doi:10.1038/s41467-017-01298-6
- [28] ZENG, Hualing, Gui-Bin LIU, Junfeng DAI, et al. Optical signature of symmetry variations and spin-valley coupling in atomically thin tungsten dichalcogenides. *Scientific Reports* [online]. 2013, **3**(1) [cit. 2021-5-11]. ISSN 2045-2322. Dostupné z: doi:10.1038/srep01608
- [29] STEINLEITNER, Philipp, Philipp MERKL, Philipp NAGLER, Joshua MORNHINWEG, Christian SCHÜLLER, Tobias KORN, Alexey CHERNIKOV a Rupert HUBER. Direct Observation of Ultrafast Exciton Formation in a Monolayer of WSe₂. *Nano Letters* [online]. 2017, **17**(3), 1455-1460 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/acs.nanolett.6b04422
- [30] JO, Sanghyun, Nicolas UBRIG, Helmuth BERGER, Alexey B. KUZMENKO a Alberto F. MORPURGO. Mono- and Bilayer WS₂ Light-Emitting Transistors. *Nano Letters* [online]. 2014, **14**(4), 2019-2025 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/nl500171v
- [31] COURTADE, E., M. SEMINA, M. MANCA, et al. Charged excitons in monolayer WSe₂: Experiment and theory. *Physical Review B* [online]. 2017, **96**(8) [cit. 2021-5-11]. ISSN 2469-9950. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevB.96.085302
- [32] HE, Yu-Ming, Oliver IFF, Nils LUNDT, Vasilij BAUMANN, Marcelo DAVANCO, Kartik SRINIVASAN, Sven HÖFLING a Christian SCHNEIDER. Cascaded emission of single photons from the biexciton in monolayered WSe₂. *Nature Communications* [online]. 2016, **7**(1) [cit. 2021-5-11]. ISSN 2041-1723. Dostupné z: doi:10.1038/ncomms13409

- [33] ZHU, Z. Y., Y. C. CHENG a U. SCHWINGENSCHLÖGL. Giant spin-orbit-induced spin splitting in two-dimensional transition-metal dichalcogenide semiconductors. *Physical Review B* [online]. 2011, **84**(15) [cit. 2021-5-11]. ISSN 1098-0121. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevB.84.153402
- [34] AKSELROD, Gleb M., Tian MING, Christos ARGYROPOULOS, et al. Leveraging Nanocavity Harmonics for Control of Optical Processes in 2D Semiconductors. *Nano Letters* [online]. 2015, **15**(5), 3578-3584 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/acs.nanolett.5b01062
- [35] TONGAY, Sefaattin, Jian ZHOU, Can ATACA, Kelvin LO, Tyler S. MATTHEWS, Jingbo LI, Jeffrey C. GROSSMAN a Junqiao WU. Thermally Driven Crossover from Indirect toward Direct Bandgap in 2D Semiconductors: MoSe₂ versus MoS₂. *Nano Letters* [online]. 2012, **12**(11), 5576-5580 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/nl302584w
- [36] EDA, Goki a Stefan A. MAIER. Two-Dimensional Crystals: Managing Light for Optoelectronics. *ACS Nano* [online]. 2013, **7**(7), 5660-5665 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1936-0851. Dostupné z: doi:10.1021/nn403159y
- [37] RAMAKRISHNA MATTE, H. S. S., A. GOMATHI, Arun K. MANNA, Dattatray J. LATE, Ranjan DATTA, Swapan K. PATI a C. N. R. RAO. MoS₂ and WS₂ Analogues of Graphene. *Angewandte Chemie International Edition* [online]. 2010, **49**(24), 4059-4062 [cit. 2021-5-11]. ISSN 14337851. Dostupné z: doi:10.1002/anie.201000009
- [38] LIN, Yuxuan, Xi LING, Lili YU, et al. Dielectric Screening of Excitons and Trions in Single-Layer MoS₂. *Nano Letters* [online]. 2014, **14**(10), 5569-5576 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/nl501988y
- [39] BERNARDI, Marco, Maurizia PALUMMO a Jeffrey C. GROSSMAN. Extraordinary Sunlight Absorption and One Nanometer Thick Photovoltaics Using Two-Dimensional Monolayer Materials. *Nano Letters* [online]. 2013, **13**(8), 3664-3670 [cit. 2021-5-11]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/nl401544y
- [40] KERN, Johannes, Andreas TRÜGLER, Iris NIEHUES, et al. Nanoantenna-Enhanced Light–Matter Interaction in Atomically Thin WS₂. *ACS Photonics* [online]. 2015, **2**(9), 1260-1265 [cit. 2021-5-12]. ISSN 2330-4022. Dostupné z: doi:10.1021/acsphotonics.5b00123
- [41] BUTUN, Serkan, Sefaattin TONGAY a Koray AYDIN. Enhanced Light Emission from Large-Area Monolayer MoS₂ Using Plasmonic Nanodisc Arrays. *Nano Letters* [online]. 2015, **15**(4), 2700-2704 [cit. 2021-5-12]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/acs.nanolett.5b00407
- [42] LEE, Bumsu, Joohee PARK, Gang Hee HAN, Ho-Seok EE, Carl H. NAYLOR, Wenjing LIU, A.T. Charlie JOHNSON a Ritesh AGARWAL. Fano Resonance and Spectrally Modified Photoluminescence Enhancement in Monolayer MoS₂ Integrated with Plasmonic Nanoantenna Array. *Nano Letters* [online]. 2015, **15**(5), 3646-3653 [cit. 2021-5-12]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/acs.nanolett.5b01563

- [43] ABID, I., A. BOHLOUL, S. NAJMAEI, C. AVENDANO, H.-L. LIU, R. PÉCHOU, A. MLAYAH a J. LOU. Resonant surface plasmon–exciton interaction in hybrid MoSe 2 @Au nanostructures. *Nanoscale* [online]. 2016, **8**(15), 8151-8159 [cit. 2021-5-12]. ISSN 2040-3364. Dostupné z: doi:10.1039/C6NR00829A
- [44] LI, Yuan, Jeffrey D. CAIN, Eve D. HANSON, et al. Au@MoS 2 Core–Shell Heterostructures with Strong Light–Matter Interactions. *Nano Letters* [online]. 2016, **16**(12), 7696-7702 [cit. 2021-5-12]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/acs.nanolett.6b03764
- [45] SONG, Jinlin, Lu LU, Qiang CHENG a Zixue LUO. Surface plasmon-enhanced optical absorption in monolayer MoS 2 with one-dimensional Au grating. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* [online]. 2018, **211**, 138-143 [cit. 2021-5-17]. ISSN 00224073. Dostupné z: doi:10.1016/j.jqsrt.2018.02.036
- [46] LIU, Wenjing, Bumsu LEE, Carl H. NAYLOR, Ho-Seok EE, Joohee PARK, A. T. Charlie JOHNSON a Ritesh AGARWAL. Strong Exciton–Plasmon Coupling in MoS 2 Coupled with Plasmonic Lattice. *Nano Letters* [online]. 2016, **16**(2), 1262-1269 [cit. 2021-5-18]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/acs.nanolett.5b04588
- [47] WILCOXON, J. P. a G. A. SAMARA. Strong quantum-size effects in a layered semiconductor: MoS 2 nanoclusters. *Physical Review B* [online]. 1995, **51**(11), 7299-7302 [cit. 2021-5-18]. ISSN 0163-1829. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevB.51.7299

Seznam použitých zkratek

TMDC - Dichalkogenidy přechodových kovů

LSP - Lokalizovaný povrchový plazmon

SPP - Povrchový plazmonový polariton

PL - Fotoluminiscence

MoS₂ - Sulfid molybdeničitý

WS₂ - Sulfid wolframičitý

MoSe₂ - Selenid molybdeničitý

WSe₂ - Selenid wolframičitý